JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME VII. — ANNÉE 1908.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
97, BOULEVARD ARAGO (14e)

1908

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

HYSTÉRÈSE DANS LES CHAMPS TOURNANTS ;

Par MM. PIERRE WEISS et V. PLANER.

Les phénomènes d'hystérèse que l'on observe quand l'aimantation varie en conservant constamment une même direction ont été l'objet de déterminations beaucoup plus nombreuses que ceux dont une matière placée dans un champ tournant est le siège. Et cependant certains aspects dès à présent connus de ce dernier phénomène sont, par leur caractère de simplicité, beaucoup plus encourageants.

Tandis que l'énergie dépensée dans un cycle d'hystérèse alternative [1] croît constamment avec l'induction jusqu'à une valeur maximum correspondant au cycle limite, Baily [2] trouva en 1894 que l'énergie dépensée quand une induction constante décrit un tour complet croît d'abord avec l'induction, à peu près comme l'hystérèse alternative, et est supérieure de plus de 30 0/0 à celle-ci jusqu'à $B = 10000$; mais, pour $B = 16000$ à 17000, elle passe par un maximum et décroît ensuite rapidement, de telle façon que, pour $B = 20500$, elle n'est plus que de 1/13 environ de sa valeur maxima ; et sa disparition totale à la saturation n'est guère douteuse.

Pour l'acier, Baily trouva un maximum de l'énergie d'hystérèse tournante [1] pour $B = 14000$, à 15000 ; mais ici la réduction de cette quantité dans le voisinage de la saturation ne put être poussée que jusqu'à 1/5 environ de sa valeur maxima.

Les expériences de Baily ont été reprises et confirmées par Beat-

---

(1) Hystérèse alternative, tournante — expressions abrégées, incorrectes, mais commodes.

(2) F.-G. BAILY, *Phil. Trans.*, t. CLXXXVII^A, p. 715 ; 1896 : — *Electrician*, t. XXXIII, p. 516 ; 1894.

tie et Clinker ([1]) sur le fer, puis par Beattie ([2]) sur le nickel et le cobalt. Beattie et Clinker emploient un champ relativement faible, tout juste suffisant, semble-t-il, d'après la représentation graphique de leurs résultats, pour atteindre la réduction à zéro de l'hystérèse. Encore ne l'atteignent-ils qu'à 5 0/0 près de sa valeur maximum, attribuant ce résidu à l'énergie dépensée en courants de Foucault, assez importante dans leur expérience et dont la correction, de leur propre aveu, est assez incertaine. Ils ajoutent, sans autre document, que l'expérience, répétée par une méthode d'observation de position d'équilibre excluant les courants de Foucault, a donné des résultats très voisins de la courbe corrigée. Leur courbe se raccorde tangentiellement à l'axe des inductions au point de disparition de l'hystérèse tournante. Mais Beattie, dans le deuxième travail cité, en reproduisant cette courbe, l'arrête, comme d'ailleurs les nouvelles courbes qu'il obtient pour le nickel et le cobalt, à une distance de cet axe correspondant au quart environ du maximum, et détermine l'intensité d'aimantation à laquelle disparaît l'énergie d'hystérèse en prolongeant rectilignement ces branches descendantes. La loi suivant laquelle se fait l'approche à l'axe des inductions n'est donc pas encore connue.

Grau et Hiecke ([3]) ne se sont pas contentés de comparer, comme Baily, les hystérèses alternative et tournante observées par des méthodes différentes sur des échantillons différents du même fer ; ils ont fait porter, par une méthode ingénieuse, mais indirecte et compliquée, les mesures des deux espèces d'hystérèse sur la même matière. Ils ont trouvé, dans l'intervalle restreint de $B = 0$ à $B = 3000$ où ils ont opéré, que l'hystérèse alternative est la moitié de l'hystérèse tournante. Ce résultat a été contesté, et, plus loin, nous aussi arriverons pour ces faibles inductions à une loi différente. Mais nous trouvons à leur méthode et à leur appareil, plutôt que des erreurs de principe, une certaine infériorité pour les déterminations numériques précises provenant de l'incertitude du degré d'uniformité de l'aimantation.

Tel n'est pas l'avis de Dina ([4]) et de Herrmann ([5]), dont les résultats

([1]) Beattie et Clinker, *Electrician*, t. XXXVII, p. 723 ; 1896.
([2]) Beattie, *Phil. Mag.*, 6e série, t. I, p. 642 ; 1901.
([3]) Grau et Hiecke, *Sitzungsber. d. k. Akad. zu Wien*, t. CV, p. 933 ; 1896.
([4]) Dina, *Electrot. Zeitschr.*, t. XXIII, p. 41, 207 ; 1902.
([5]) Herrmann, *Electrot. Zeitschr.*, t. XXVI, p. 747 : 1905 ; — polémique avec Hiecke, même vol., p. 917 et 1087.

différent de ceux de Grau et Hiecke. Dans les expériences de Dina, l'objet étudié était une bobine de fil de fer isolé qu'il fait tourner dans un champ magnétique. Pour cette disposition de la matière, l'aimantation doit varier, au moins dans les champs faibles, suivant une ellipse très allongée, par suite des phénomènes démagnétisants qui se produisent plus fortement dans la direction perpendiculaire que dansla direction parallèle au fil. Dina trouve l'énergie d'hystérèse tournante un peu *inférieure* (3,8 à 14,7 0/0) à l'énergie d'hystérèse alternative. Mais ce qui montre bien qu'il n'a pas réellement observé l'hystérèse tournante, c'est que, bien qu'il ait atteint une induction de 18 100, il trouve que l'énergie d'hystérèse croît toujours, alors que Baily a trouvé un maximum pour $B = 16\,000$ à 17 000.

Quant à Herrmann, le dispositif qu'il emploie, un anneau portant un enroulement composé de deux parties, parcouru par un courant biphasé, ne peut donner lieu à aucun phénomène assimilable, même de loin, à un champ et à une aimantation tournants. Il pense, à la suite de ses expériences, que l'énergie d'hystérèse tournante est sensiblement égale à l'énergie d'hystérèse alternative.

Mentionnons encore Schenkel [1], qui retrouve les résultats de Baily avec une méthode analogue à la sienne. Il constate la réduction à zéro de l'hystérèse tournante à 8 0/0 près, après avoir fait une correction très importante pour éliminer les courants de Foucault (égale au quart environ du maximum de l'énergie d'hystérèse).

En résumé, après les expériences fondamentales de Baily, quelques expérimentateurs ont confirmé ses résultats, d'autres y ont ajouté l'obscurité provenant de leurs polémiques. La question de la loi suivant laquelle l'hystérèse tournante s'approche de zéro et celle du rapport des deux énergies d'hystérèse alternative et tournante dans les champs faibles restent donc ouvertes. Nous avons, en outre, compris dans le programme de ce travail l'étude expérimentale de l'hystérèse alternative et tournante de la pyrrhotine, pour contrôler les formules trouvées précédemment par la mesure des courbes d'aimantation de cette substance.

Méthode expérimentale. — On peut mesurer l'énergie dépensée dans un phénomène d'hystérèse soit indirectement au moyen des cycles d'aimantation, soit directement par une mesure mécanique. Dans le premier cas, elle peut être ou déduite de la mesure

---

[1] SCHENKEL, *Electrot. Zeitschr.*, t. XXIII, p. 429 ; 1902.

de l'aire des cycles ou d'une lecture équivalente au wattmètre. Grau et Hiecke ont eu recours aux cycles d'aimantation relatifs aux deux projections de l'intensité d'aimantation pour en déduire l'énergie d'hystérèse tournante. Herrmann s'est servi du wattmètre, Dina l'a remplacé par une mesure calorimétrique.

La méthode mécanique a été employée par Baily, par Beattie et Clinker, par Beattie, par Schenkel. C'est d'elle que dérivent les hystérésimètres industriels bien connus de Marcel Desprez, d'Ewing, de Blondel-Carpentier. Elle consiste à mesurer le couple C exercé par l'appareil producteur du champ dans son mouvement relatif de rotation par rapport à la substance. En appelant α les angles de rotation du champ, on a pour l'énergie dépensée dans un cycle :

$$E = \int_0^{2\pi} C d\alpha;$$

Beattie a relevé C pour tous les angles de 5° en 5° et en a déduit E.

Lorsque C est constant, il suffit de faire tourner le champ avec une vitesse quelconque et de mesurer C au moyen d'un fil de torsion de constante connue, portant la substance. Lorsque C n'est pas constant, la substance n'étant pas de révolution autour de l'axe de rotation du champ, en général le système suspendu prendra un mouvement vibratoire dont la période sera celle de la rotation du champ, ou dans un rapport simple avec elle; mais l'amplitude de ces vibrations sera d'autant plus petite que les deux systèmes seront plus éloignés du synchronisme. Si l'on peut faire en sorte que ces vibrations soient assez faibles pour que l'on puisse observer une position d'équilibre, le théorème des moments des quantités de mouvement apprend que le couple mesuré par le ressort de torsion sera précisément le couple moyen relatif à toute la circonférence. Multiplié par 2π, il donnera l'énergie d'hystérèse par cycle (1).

La substance, qui, dans nos expériences, avait toujours la forme d'un disque de faible épaisseur, pouvait être placée debout, le plan du disque parallèle à l'axe de rotation du champ. Mais alors, par suite de la valeur considérable, voisine de 4π, du coefficient démagnétisant relatif à la direction perpendiculaire au plan du disque, l'aimantation reste presque exactement dans le plan du disque et

(1) Voir, pour cette méthode, quand l'intensité d'aimantation n'est pas constante, *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 835; 1905.

est, par conséquent, alternative. Ce n'est que dans les champs très intenses que l'aimantation prendrait des valeurs notables perpendiculairement au plan du disque. Dans le fer, on observerait de nouveau l'hystérèse tournante dans un champ de plus de 20 000 gauss. Nous avons donc pu mesurer l'hystérèse tournante et l'hystérèse alternative sur le même échantillon avec le même appareil et par la même méthode.

Description des appareils. — Nous avons employé dans ces expériences deux appareils. Dans l'un d'entre eux (*fig.* 1), destiné aux

F S

Fig. 1.

champs moyens et intenses, l'appareil producteur du champ est un électro-aimant permettant d'atteindre 10 000 gauss. Le diamètre des

noyaux est de 6 centimètres. Les autres dimensions du circuit magnétique peuvent être relevées sur la figure 1, dessinée à l'échelle de 1 : 7. Les deux bobines portent 2 598 tours de fils de cuivre *émaillé* qui supporte une forte élévation de température. La rotation est obtenue au moyen d'un moteur électrique, par l'intermédiaire d'un train d'engrenages. Le courant est amené à l'aimant par les balais B qui frottent sur des bagues de cuivre. L'intensité du champ a été déterminée en fonction du courant magnétisant au moyen de la balance électromagnétique absolue de M. Cotton (1).

On ne peut suspendre simplement l'équipage mobile S, portant la substance, à un fil de torsion, car, dans les champs intenses, la pesanteur ne suffit pas pour rendre stable la position d'équilibre dans l'axe de l'aimant, qui est instable en ce qui concerne les forces magnétiques. L'équipage se colle alors contre l'une ou l'autre des surfaces polaires. Pour obvier à cet inconvénient, nous avons d'abord employé deux fils de torsion tendus, fixés à chaque extrémité du support. Mais, même ainsi, les vibrations latérales ne peuvent être réduites et rendues inoffensives que par un centrage très délicat. Comme il s'agit de mesurer des couples assez considérables, nous avons préféré finalement monter le système mobile entre pointes; les pivots en acier sont fixes, et les pierres fines encastrées dans l'équipage mobile. Les expériences sont alors beaucoup plus commodes et les frottements des pivots sont négligeables.

L'équipage S doit être non magnétique, et, pour éviter les courants de Foucault, non conducteur. Après plusieurs essais moins heureux (verre, os), nous nous sommes arrêtés aux supports en bois dur. Le couple antagoniste est fourni par un ressort spiral, placé suffisamment loin du champ pour qu'il n'y ait pas d'inconvénient à le prendre en acier. Les déviations sont lues au moyen d'un miroir placé en regard de la fenêtre F.

Pour éviter l'influence des trépidations, l'appareil était composé de deux parties indépendantes; l'aimant et le mécanisme pour le faire tourner reposaient sur un socle de pierre, et la partie supérieure de l'appareil portant l'équipage mobile était soutenue par des consoles scellées dans un mur épais. L'appareil comprend, en dehors des parties déjà indiquées, un tube de laiton *t*, entourant l'équipage mobile, et l'enveloppe E, qui servent de protection contre les courants

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 429; 1907.

d'air. Aux faibles vitesses de rotation de l'aimant qui ont été employées, l'effet écran magnétique exercé par ce tube ne pouvait modifier le champ d'une manière appréciable ; pour plus de sûreté, il a été largement échancré à la hauteur de la substance, et les deux fenêtres qui en résultaient ont été fermées au moyen d'une mince feuille d'aluminium. Ce tube peut être retiré de la douille qui le porte et sur laquelle agissent les vis de réglage et y être réintroduit sans que le centrage soit altéré. On peut ainsi changer le ressort ou changer la substance par les fenêtres sans avoir à recommencer les réglages.

On n'a pas représenté dans la figure un amortisseur formé de deux ailettes en aluminium oscillant dans une cuve annulaire CC' contenant de la glycérine. Cet amortisseur n'est pas nécessaire en principe, l'appareil ayant par lui-même des frottements suffisants pour faire disparaître les mouvements pendulaires. Pour les champs faibles, on s'en est dispensé ; pour les champs intenses, il a été trouvé commode.

Le moteur pouvait être inversé en commutant l'excitation ; on lisait successivement la déviation à gauche et à droite, rendant ainsi l'observation indépendante du zéro de l'appareil.

L'une des plus grandes difficultés de ce genre d'expériences, rencontrée par la plupart des opérateurs, consiste dans les oscillations de l'équipage mobile synchrones avec le mouvement de rotation du champ et causées par l'anisotropie de l'objet étudié autour de l'axe de rotation, que cette anisotropie provienne de la structure interne (cristalline, fibreuse par laminage, etc.) ou de la forme de l'objet. Dans nos mesures d'hystérèse alternative, pour lesquelles le disque était placé debout, cette difficulté se présentait avec une acuité toute particulière. On combat efficacement ces oscillations soit en augmentant la vitesse de rotation du champ, soit en ralentissant les oscillations propres de l'appareil. C'est cette dernière ressource que nous avons surtout utilisée, car l'augmentation de la vitesse de rotation du champ a l'inconvénient d'augmenter les courants de Foucault que nous tenions à rendre presque négligeables pour éviter toute incertitude provenant de leur correction. Pour augmenter la durée d'oscillation de l'appareil, nous nous sommes servis dans quelques expériences de grenaille de plomb que l'on mettait dans deux petites boîtes solidaires du levier de l'amortisseur ; dans d'autres expériences, nous avons employé des cavaliers de plomb que l'on posait sur ces leviers.

Le deuxième appareil, spécialement destiné aux champs faibles, est représenté dans la *fig.* 2 (à l'échelle 2 : 7). Il se distingue de celui que nous venons de décrire en ce que l'électro-aimant est remplacé par deux bobines sans fer disposées comme dans la boussole de Helmholtz pour donner un champ uniforme. Chacune des deux bobines porte 239 tours de fil de $0^{mm},6$. Le courant amené par des balais de charbon frottant sur des bagues de cuivre donne un champ de 32,45 gauss par ampère. Le montage de l'équipage mobile est le même que dans le premier appareil.

Fig. 2.

Pour ramener l'énergie dépensée par cycle à des valeurs absolues, il était nécessaire de connaître la constante des ressorts employés. Cette détermination a été faite en mesurant la durée d'oscillation du système tel quel et avec une surcharge de moment d'inertie connu. Cette surcharge a été, dans certains cas, un anneau de laiton de sec-

tion rectangulaire; dans d'autres, deux petites masses de plomb disposées symétriquement sur l'amortisseur.

Le choix de la variable indépendante en fonction de laquelle on exprime les énergies d'hystérèse a son importance. On peut hésiter, par exemple, entre la grandeur du champ tournant, l'intensité d'aimantation ou l'induction, puisque, lorsqu'on prend soin de désaimanter pour effacer la trace de l'histoire magnétique antérieure, l'une de ces quantités détermine sans ambiguïté les deux autres. De même, pour repérer un cycle d'hystérèse alternative, il suffira de donner H, B ou I pour le sommet du cycle.

Dans nos expériences, le champ était la quantité immédiatement fournie par l'observation; nous l'avons conservée pour la pyrrhotine, et, pour les autres matières, dans les champs faibles seulement. La discussion des résultats justifiera cette préférence.

Mais on peut objecter à l'emploi de cette variable qu'elle ne met pas en évidence le fait de la saturation; en outre, sa signification physique n'est pas simple, le champ à l'intérieur de la matière différant du champ extérieur, par suite des phénomènes démagnétisants provenant des dimensions limitées de l'objet et, ce qui est plus grave parce que plus inaccessible, par les innombrables phénomènes magnétisants et démagnétisants provenant des discontinuités de la structure cristalline. L'intensité d'aimantation, par contre, a, au moins en tant que valeur moyenne, une signification sans ambiguïté.

Nous avons ramené à cette variable les observations dans les champs intenses en déterminant, par une série de mesures indépendantes, la relation entre I et H. La méthode balistique sous sa forme habituelle, qui consiste à entourer la substance d'un circuit inducteur et d'un circuit induit et à procéder par fermeture et rupture du courant, est impraticable ici. Le flux parasite passant dans la bobine induite à côté de l'échantillon serait beaucoup trop considérable à cause de la minceur de celui-ci. Nous avons donc préféré la méthode qui consiste à placer, dans une forte bobine donnant un champ atteignant un millier de gauss, une bobine induite fixe et à introduire ou à extraire de cette dernière la substance à mesurer. Si la bobine induite a des dimensions telles qu'un courant qui la parcourrait donne un champ sensiblement uniforme dans tout l'espace occupé par la matière, il est clair que l'on mesure ainsi le moment magnétique du corps introduit [1].

---

[1] Voir, au sujet de méthodes analogues, *J. de Phys.*, 4e s., t. IV, p. 475; 1905.

L'appareil est étalonné en valeur absolue en remplaçant l'introduction du corps par celle d'un moment magnétique connu, réalisé au moyen d'une bobine d'aire exactement mesurée, parcourue par un courant connu.

Pour que le phénomène observé fût uniforme dans toute l'étendue de la matière, il faudrait, en toute rigueur, se servir d'ellipsoïdes, pour lesquels le champ démagnétisant est constant. Pour éviter cette complication, nous avons employé les disques relativement grands et minces dans lesquels, au moins dans le voisinage de la saturation, le champ démagnétisant n'a qu'une importance subordonnée par rapport au champ extérieur. Dans ces conditions, sa non-uniformité est sans influence appréciable. Dans les champs faibles dans lesquels toutes les quantités suivent des lois régulièrement croissantes, une certaine non-uniformité des phénomènes ne doit pas altérer notablement le caractère général des courbes. Enfin, cette non-uniformité est la même, qu'il s'agisse de l'hystérèse alternative ou tournante, de sorte que leur comparaison se fait sur des distributions identiques.

RÉSULTATS.

Pyrrhotine. — Nous commençons la description des résultats par la pyrrhotine, pour laquelle ils se présentent à plusieurs points de vue avec un caractère tout particulier de simplicité. Dans un travail antérieur [1], l'un d'entre nous a déduit de l'étude des courbes d'aimantation de la pyrrhotine dans le plan magnétique les relations suivantes :

$$E_a = 4IH_c, \tag{1}$$

$$E_t = 4IH_c\sqrt{1-\left(\frac{H}{H_D}\right)^2}. \tag{2}$$

où E_a représente l'énergie d'hystérèse d'un cycle pour la direction de facile aimantation ;

E_t, l'énergie d'hystérèse dépensée par la rotation d'un champ H dans le plan magnétique ;

I, l'intensité d'aimantation à saturation à la température de l'expérience ;

H_c, le champ coercitif ;

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 829 ; 1905.

H_D, le champ démagnétisant principal, correspondant à la direction de difficile aimantation dans le plan magnétique.

Pour les valeurs de H supérieures à H_D, E_t reste nul.

Il suffit de placer un disque de pyrrhotine, taillé parallèlement au plan magnétique, verticalement et horizontalement dans les appareils à champ tournant (*fig.* 1 et 2) pour obtenir les quantités E_a et E_t (1). La première s'obtient même avec une rigueur plus grande que pour les autres substances, à cause de la grande approximation de la propriété du plan magnétique.

Le travail cité contient déjà une vérification provisoire de ces formules ; malheureusement ces deux quantités n'avaient pu être mesurées sur le même disque par suite d'un accident, et elles n'avaient pas été déterminées en valeur absolue. Dans le tableau I, nous donnons le résultat de nouvelles mesures.

Tableau I (pyrrhotine).

H_{gauss}	$E_t\ \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a\ \frac{ergs}{cm^3}$
347	4 930	
689	5 740	
1 081	5 540	5 690
1 236	5 480	6 210
2 133	4 660	6 730
2 870	3 930	—
3 560	3 110	7 240
4 265	2 320	—
4 980	1 660	7 240
5 640	1 140	
6 220	640	
6 780	36	
7 220	11	
7 640	0	
8 300	0	
8 500	0	

Les points correspondant à ces expériences ont été marqués dans la *fig.* 3, les courbes en traits pleins ont été tracées d'après les formules (1) et (2) en adoptant les valeurs :

$$4 I H_C = 7\,100\ \frac{\text{ergs}}{\text{cm}^3},$$
$$H_D = 7\,300 \text{ gauss},$$

(1) Voir *loc. cit.*, p. 835.

qui s'accordent le mieux avec l'ensemble des expériences sur l'hystérèse tournante. Cette valeur de $4H_C I_M$ concorde encore avec celle que donne l'expérience pour l'hystérèse alternative, eu égard à la plus grande difficulté des expériences lorsque le plan magnétique est vertical [1]. Ce n'est que dans les champs faibles, où les champs démagnétisants provenant des dimensions finies de la substance jouent un certain rôle, que les valeurs observées sont inférieures aux valeurs théoriques.

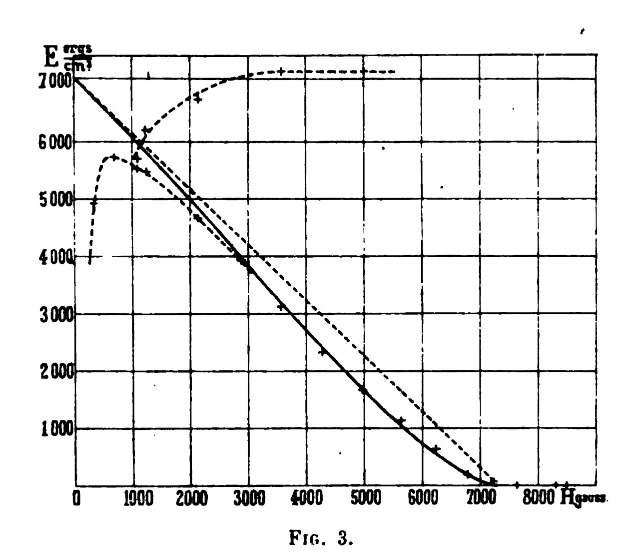


Fig. 3.

Ces expériences ont le grand avantage de donner accessoirement une détermination du champ démagnétisant principal H_D provenant de la structure cristalline, sans que l'on soit obligé de faire l'analyse du groupement de trois cristaux qui se retrouve dans tous les échantillons de pyrrhotine. Nous avons, pour cinq fragments ou disques provenant de divers échantillons, trouvé que l'hystérèse tournante suit la même loi et est exactement réduite à zéro pour la même valeur de $H_D = 7\,300$ gauss.

H_D est donc une constante caractéristique de la pyrrhotine.

Par contre, dans un plus grand nombre d'échantillons, l'hysté-

(1) La valeur *absolue* des énergies d'hystérèse n'a pas été déterminée avec une grande précision. En mesurant indépendamment $H_C = 24$ gauss et $I = 70$ C. G. S., la formule (1) (p. 14) donne $E_a = 6\,700$, ce qui concorde grossièrement.

rèse décroît sans s'annuler complètement. Nous donnons dans le tableau II :

TABLEAU II (pyrrhotine).

H_{gauss}	E_t $\frac{ergs}{cm^3}$	E_a $\frac{ergs}{cm^3}$
76	2 940	2 170
114	4 100	2 960
155	5 400	3 320
189	5 610	—
304	6 770	4 240
768	8 110	6 670
1 152	7 860	7 500
1 546	7 000	8 200
3 080	4 620	8 940
4 600	2 730	9 310
6 050	850	-
6 680	450	9 160
7 190	370	—
7 420	250	—
7 630	250	—
8 100	250	—
8 660	250	—

les résultats d'expériences sur un échantillon pour lequel, à 7 300 gauss, l'énergie d'hystérèse tournante se réduit à une faible valeur, égale à 2,7 0/0 du maximum et, reste ensuite à peu près constante dans les champs plus élevés. Pour d'autres échantillons, les irrégularités sont plus considérables. Elles s'expliquent soit par des macles irrégulières dont on ne s'aperçoit pas avant l'expérience, soit plus probablement par les changements d'état étudiés dans un travail précédent sous la rubrique *Pyrrhotines anormales* [1].

Champs faibles. — L'étude de l'hystérèse tournante permet de contrôler une autre conséquence des propriétés de la pyrrhotine telles qu'elles ont été déduites de l'étude des courbes d'aimantation. Si ces déductions sont exactes, il ne doit se produire aucun phénomène d'hystérèse dans un champ tournant inférieur au champ coercitif H_C. Dès que ce champ coercitif est dépassé, l'énergie d'hystérèse devrait, pour une matière dont le plan magnétique est horizontal, atteindre de suite la valeur maxima $4IH_C$, si la matière était indéfinie. Comme elle ne l'est pas, les phénomènes démagné-

[1] P. WEISS et J. KUNZ, *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 860 ; 1905.

tisants doivent intervenir ici, comme ils le font pour limiter l'accroissement de l'intensité d'aimantation, et l'énergie d'hystérèse doit croître à peu près proportionnellement à l'excès du champ sur le champ coercitif. La variation de l'énergie d'hystérèse en fonction du champ (*fig.* 4) doit donc être représentée par les droites OAB.

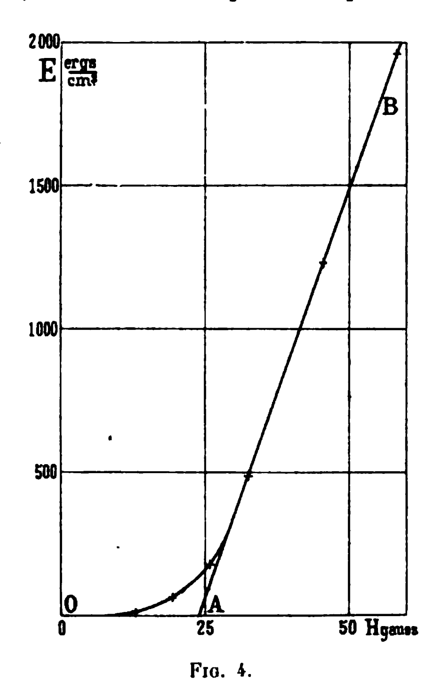


Fig. 4.

Le tableau III et la courbe passant par les points marqués dans la *fig.* 4, qui représentent les observations, montrent que l'expérience confirme les prévisions, à un léger raccord curviligne près.

Tableau III.

H_{gauss}	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$
13,0	13
19,4	63
25,9	178
32,5	485
45,4	1 230
58,4	1 960
71,3	2 730

La courbe permet de se rendre compte que, pour un champ voisin du champ coercitif, l'énergie d'hystérèse n'est que de 2 0/0 de sa valeur maxima.

Dans la comparaison de l'expérience avec la théorie de l'hystérèse du fer, fondée sur le champ moléculaire et les propriétés magnéto-cristallines connexes ([1]), on rencontre une divergence analogue.

L'aire des petits cycles d'hystérèse dans lesquels l'amplitude de la variation du champ est inférieure au champ coercitif devrait être nulle d'après la théorie; l'expérience montre qu'elle est différente du zéro. Cet écart trouve une explication plausible dans l'existence de portions de matière, dans le voisinage de la surface extérieure et des surfaces de discontinuité intérieures, pour lesquelles les sphères d'activité moléculaires sont incomplètes et, par suite, les champs coercitifs plus faibles que la valeur normale. Le raccord curviligne (*fig.* 4) entre l'axe des abscisses et la droite AB nous semble devoir s'expliquer de même par les portions de matière de sphère d'activité incomplète.

L'intersection de AB et de l'axe des abscisses donne, dans ces conditions, au lieu du champ coercitif, une quantité légèrement supérieure; on s'en rend compte facilement. Ce champ coercitif approché par excès est, pour cette substance, égal à 24 gauss.

Nickel. — A cause de la petitesse de l'intensité d'aimantation du nickel, comparée à celle du fer, les expériences sur cette matière sont moins sujettes à être altérées par la non-uniformité des champs démagnétisants d'un point à l'autre du disque, et les phénomènes résiduels relativement intenses de cette matière, dont le champ coercitif était $H_c = 17{,}3$ gauss, rendent les mesures faciles. Le diamètre du disque était de 2 centimètres; son volume, $0^{cm^3},1344$.

Les expériences sur l'hystérèse alternative et la mesure de l'intensité d'aimantation ont été faites dans la direction du laminage et dans la direction perpendiculaire ; dans l'une et dans l'autre mesure, les différences sont restées au-dessous de 1 0/0.

Les résultats sont contenus dans les tableaux IV, V, VI et représentés dans les *fig.* 5 et 6. On voit, dans la *fig.* 5, qui représente les observations du tableau IV, que l'énergie d'hystérèse tournante, après une période de croissance rapide, atteint un maximum égal à 17100 ergs par centimètre cube pour une intensité d'aimantation

---

([1]) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 670; 1907.

égale à 310 C. G. S. Ensuite elle décroît, la courbe coupant l'axe des abscisses sous un angle fini. Le maximum de l'hystérèse tournante est donné par une déviation mesurée sur l'échelle par 120 millimètres; la déviation restante à l'intensité d'aimantation 488 est de $0^{mm},2$, quantité qui est dans les limites de l'incertitude des lectures.

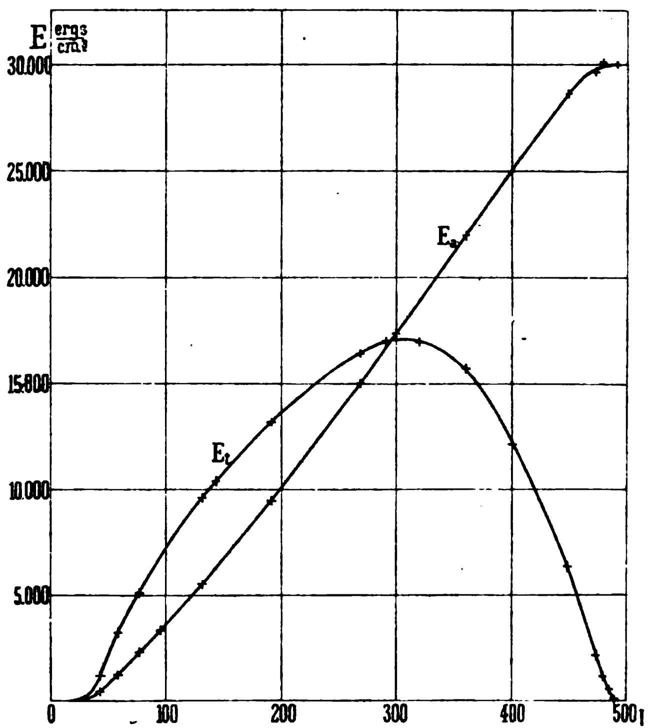


Fig. 5. — Nickel. — Énergie d'hystérèse alternative et tournante en fonction de l'intensité d'aimantation.

Ces observations dans les champs intenses sont corrigées des courants de Foucault. A cet effet, chaque observation a été faite avec des nombres de tours mesurés, voisins de 90 et 160 par minute, et la correction a été faite par la proportionnalité du couple des courants de Foucault avec la vitesse. Cette correction se fait avec régularité. Pour l'hystérèse alternative, elle n'a pas dépassé 3 0/0 de la valeur maxima; pour l'hystérèse tournante, à la disparition, elle avait le quart de cette valeur.

L'hystérèse alternative est d'abord inférieure à l'hystérèse tournante, mais les deux courbes se coupent au maximum de cette dernière, et l'hystérèse alternative atteint une valeur presque double de ce maximum, comme l'avait déjà trouvé Baily pour le fer. Nous avons déjà fait remarquer que, pour le nickel dans les champs intenses (2000 gauss), l'hystérèse observée quand le disque est debout n'est plus purement alternative, mais présente une forte ellipticité, et devrait par conséquent décroître après le passage par un maximum. Quelques observations semblaient indiquer cette décroissance, mais déjà au maximum la stabilité de l'appareil était tout juste suffisante; nous n'avons pu poursuivre avec certitude des expériences sur l'hystérèse alternative dans les champs plus intenses que ceux qui font disparaître l'hystérèse tournante.

TABLEAU IV. — *Nickel, champs intenses.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$
72	144	9 810	6 260
97	192	12 930	9 630
145	269	16 380	14 930
244	360	15 780	21 950
486	448	6 410	28 670
732	474	2 080	29 540
976	478	1 020	30 080
1 464	486	630	—
1 950	488	46	31 590
2 923	—	30	—

Deux séries d'expériences (tableaux IV et V) ont été faites dans des champs plus faibles, au moyen de l'appareil *fig.* 2, avec des ressorts de sensibilités différentes.

TABLEAU V. — *Nickel, champs moyens.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$	$\frac{E_t}{E_a}$
24,3	41,6	1 090	390	2,79
32,5	59,0	3 190	1 150	2,77
40,6	77,5	5 070	2 280	2,22
48,7	95,4	6 810	3 260	2,09
64,9	131,2	9 540	5 490	1,74
97,3	191,0	13 030	9 460	1,38

TABLEAU VI. — *Nickel, champs faibles.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$	$\frac{E_t}{E_a}$
9,7	8,0	11,2	3,1	3,62
16,2	28,2	164	47,8	3,43
19,5	30,8	362	105,0	3,44
24,3	41,6	1 020	330	3,09
26,0	45,2	1 290	427	3,02

La représentation graphique de ces tableaux aurait une physionomie tout à fait semblable, et pour des raisons analogues, à celle des résultats obtenus avec la pyrrhotine dans les champs faibles. La dernière colonne montre que le rapport $E_t : E_a$ n'a pas la valeur constante égale à 2 que lui attribuaient Grau et Hiecke. Ce rapport part

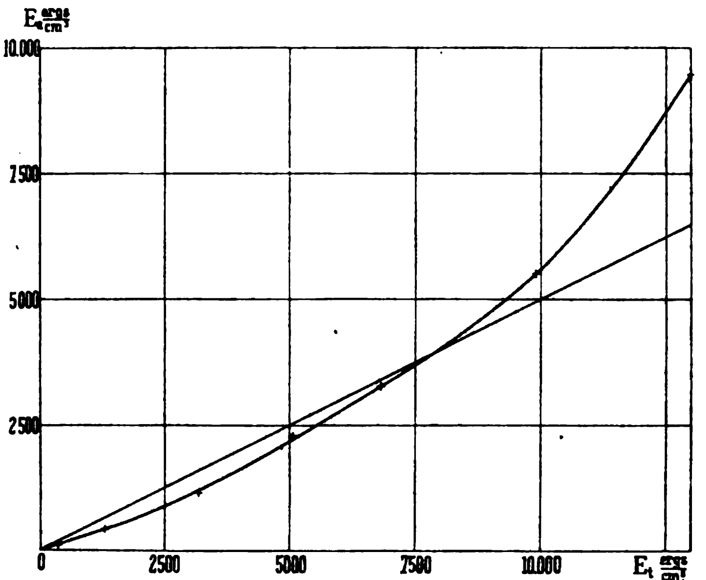


FIG. 6. — Nickel. — Énergie d'hystérèse alternative en fonction de l'énergie d'hystérèse tournante (dans les champs faibles).

d'une valeur voisine de 4 pour s'abaisser progressivement. La *fig.* 6, dans laquelle nous avons porté en abscisses E_t et en ordonnées E_a, met encore mieux en évidence la variation systématique de ce rapport, et la droite $E_t = 2E_a$, tracée dans la même figure, montre comment on a pu, avec des expériences moins exactes et faites dans un intervalle restreint, être conduit à la conclusion de ces auteurs.

Fer doux. — Le disque de fer doux, de 2 centimètres de diamètre, a été découpé dans une tôle mince. Son volume est de $0^{cm^3},0454$. Le champ coercitif est 2,3 gauss.

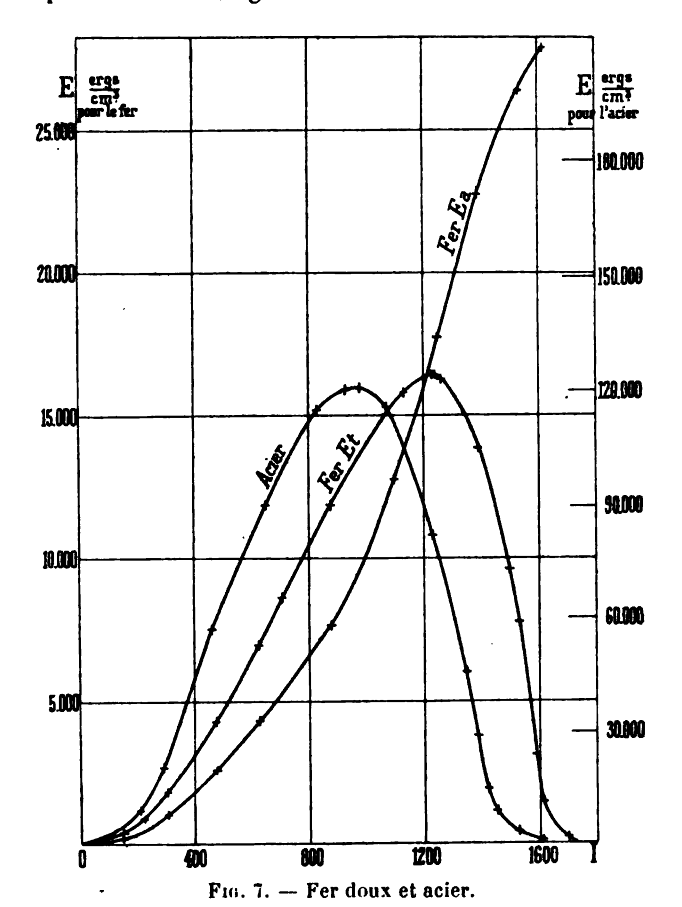


Fig. 7. — Fer doux et acier.

Les résultats sont très analogues à ceux du nickel. Ils sont contenus dans les tableaux VII et VIII, représentés par les courbes *fig.* 7. L'hystérèse tournante passe par un maximum, égal à 16 400 ergs par centimètre cube et par cycle pour I = 1 220 environ, et se réduit à zéro suivant une branche de courbe s'approchant plus progressivement de l'axe des abscisses que pour le nickel. A I = 1 700, la déviation restante est de $0^{mm},2$, le maximum de l'énergie d'hystérèse tournante étant donné par 40 millimètres.

La correction des courants de Foucault a été faite en observant successivement à 110 et à 190 tours par minute; le maximum de cette correction a été, pour l'hystérèse tournante, de 4 0/0 environ de sa valeur maximum.

Les propriétés de ce fer laminé étaient assez différentes suivant deux directions rectangulaires. Les différences entre l'énergie d'hystérèse alternative dans la direction du laminage et dans les directions perpendiculaires ont atteint 15 0/0; on a pris la moyenne.

De même l'intensité d'aimantation a été mesurée dans deux azimuts rectangulaires. La différence atteignait à peine 1 0/0 dans les champs moyens et disparaissait dans les champs intenses.

Tableau VII. — *Fer doux, champs faibles.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$	$\frac{E_t}{E_a}$
16,2	144	400	210	1,9
24,3	226	870	440	2,0
32,4	309	1 830	1 060	1,73
48,7	472	4 210	2 590	1,63
64,9	622	6 860	4 260	1,61
81,1	774	9 000	6 300	1,43

Tableau VIII. — *Fer doux, champs intenses.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$
72,1	700	8 620	4 860
97,0	874	11 800	7 590
145,4	1 128	15 680	17 680
292,3	1 392	13 280	22 580
486,0	1 531	7 680	26 260
732,0	1 591	3 010	—
976,0	1 612	1 450	27 750
1 950	1 700	240	32 090
2 923	—	84	—
3 900	—	76	—

L'énergie d'hystérèse alternative est d'abord inférieure à celle de l'hystérèse tournante, puis les deux courbes se coupent sensiblement au maximum de l'énergie d'hystérèse tournante, et l'énergie d'hystérèse alternative s'approche, dans les champs intenses, du double du maximum de l'énergie d'hystérèse tournante.

Les mesures dans les champs très faibles étant un peu moins précises pour le fer, à cause de la petitesse des quantités à mesurer,

nous ne les reproduisons pas ici. Elles ont montré que le fer se comporte sensiblement comme le nickel.

Fer électrolytique. — Pour établir par un deuxième exemple la loi de l'hystérèse dans les champs faibles, nous avons eu recours au *fer électrolytique :*

Diamètre du disque.............	$19^{mm},9$
Épaisseur........................	$0^{mm},0252$
Volume..........................	$0^{cm^3},00784$
Champ coercitif.................	$9^{gauss},26$

Le fer était déposé sur un disque de cuivre. Les valeurs *absolues* contenues dans les tableaux suivants sont incertaines, par suite de l'incertitude sur l'épaisseur de la couche.

TABLEAU IX. — *Fer électrolytique, champs faibles.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$	$\frac{E_t}{E_a}$
9,72	130	2 270	675	3,38
12,96	214	5 100	1 482	3,43
16,22	280	8 900	2 700	3,31
22,72	420	14 900	6 520	2,27

TABLEAU X. — *Fer électrolytique, champs moyens.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$	$\frac{E_t}{E_a}$
16,2	282	8 700	2 740	3,22
22,7	412	15 000	6 410	2,34
32,5	580	22 000	9 800	2,24
40,6	657	26 900	15 600	1,72
64,9	780	36 100	23 100	1,56
97,4	899	43 400	35 000	1,24
129,8	975	44 500	42 200	1,05
162,2	1 018	40 500	51 800	0,78

Ces résultats sont de tous points conformes à ceux que nous avons trouvés pour le nickel et en contradiction, par conséquent, avec la loi simple de Grau et Hiecke.

Acier. — Les résultats obtenus sur un disque d'acier au tungstène, taillé dans un aimant en fer à cheval employé dans les sonneries magnéto-électriques des installations téléphoniques, sont contenus dans les tableaux XI et XII.

TABLEAU XI. — *Acier, champs moyens, appareil fig. 2.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$	$E_a \frac{ergs}{cm^3}$
16,2	40	80	40
24,3	63	270	100
32,5	85	610	210
40,6	108	1 350	470
48,7	132	2 760	890
64,9	182	6 830	2 140
97,3	288	20 440	6 890
129,8	398	44 090	15 290
162,2	462	—	27 080

Dans les champs intenses nécessaires pour obtenir la saturation de l'acier, l'obtention d'une position d'équilibre pour le disque placé verticalement était très délicate, et la mesure de l'hystérèse alternative n'a pu être poussée jusqu'à la saturation.

Le tableau XII ne contient donc que l'énergie d'hystérèse tournante.

TABLEAU XII. — *Acier, champs intenses, appareil fig. 1.*

H_{gauss}	$I_{C.G.S.}$	$E_t \frac{ergs}{cm^3}$
72	201	8 640
97	286	20 390
145	460	55 330
195	649	89 670
244	830	114 670
390	1 140	105 860
486	1 230	81 820
732	1 350	45 710
976	1 385	28 900
1 464	1 420	14 490
1 950	1 452	8 510
2 920	1 530	3 310
3 900	1 610	1 130
4 830	—	280

L'hystérèse tournante a été mesurée avec les nombres de tours de 110 et 170 par minute pour la correction des courants de Foucault ; cette correction est à peine supérieure à 1 0/0 du maximum de l'hystérèse tournante.

Comme pour le fer, l'hystérèse alternative et l'intensité d'aimantation ont été trouvées légèrement différentes pour deux azimuts rectangulaires; on a pris la moyenne.

La courbe représentant la variation de l'énergie d'hystérèse tournante est représentée dans la figure des courbes du fer (*fig.* 7). Ici aussi l'énergie d'hystérèse tournante tend vers zéro; mais, plus encore que pour le fer, la courbe s'approche progressivement de l'axe des abscisses. La raison en est sans doute dans la non-homogénéité de l'acier, dont les différents éléments constituants arrivent successivement à l'intensité d'aimantation correspondant à la perte de l'hystérèse. Cette réduction à zéro est d'ailleurs aussi complète que pour les autres matières. Le résidu observé correspond à $0^{mm},9$, dont on ne peut répondre, le maximum étant donné par 376 millimètres.

SUR LES PILES A ÉLECTRODES IDENTIQUES, ET SUR LES VALEURS DES PRESSIONS DE DISSOLUTION ;

Par MM. B. BRUNHES et J. GUYOT.

Nous allons montrer qu'on peut donner une démonstration de la formule de Nernst relative aux piles à électrodes identiques, spécialement aux piles de concentration de première et de seconde espèce, sans invoquer explicitement l'hypothèse de la *pression de dissolution*, qui se présente au contraire plus naturellement comme une conséquence de la formule de Nernst. Nous ferons ensuite quelques remarques relativement aux nombres généralement considérés comme représentant les pressions de dissolution.

I. — LA FORMULE DE NERNST POUR LES PILES A ÉLECTRODES IDENTIQUES.

1. Entre deux solutions d'un même électrolyte de concentrations différentes, ayant des pressions osmotiques ϖ_1 et ϖ_2, existe une différence de potentiel nulle si les ions, supposés de même valence, ont même nombre de transport (K et Cl par exemple), mais qui prend une valeur proportionnelle au logarithme du rapport $\frac{\varpi_1}{\varpi_2}$ s'il y a une différence entre les nombres de transport des deux ions. Comme cas limite, si l'un des ions était immobile, le rapport $\frac{u - v}{u + v}$ se réduirait

à ± 1, l'électricité ne serait transportée que par l'autre ion et on aurait simplement $\log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}$ pour la différence de potentiel.

C'est ce qui se trouve réalisé si, entre les deux solutions de concentrations différentes, on intercale une électrode de l'une ou l'autre espèce. Comme exemple, prenons deux solutions de $ZnCl^2$ avec, entre elles, une électrode de zinc. A travers la cloison de zinc, le chlore ne pourra pas passer. Seul le zinc pourra passer. Comme, par hypothèse, le dépôt de zinc d'un côté de l'électrode et sa dissolution de l'autre côté ne changent rien à l'électrode, il reste au total que tout se passe, entre les deux solutions séparées par l'électrode de première espèce, comme si l'anion avait un nombre de transport nul. Donc la différence de potentiel entre les deux solutions, calculée d'après le travail de dilution, est :

$$L_1 \mid L_2 = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2},$$

simplement $\left(\text{sans facteur } \frac{u - v}{u + v}\right)$. En d'autres termes, si on désigne par M l'électrode métallique, par L_1, L_2 les deux solutions, on a :

$$L_1 \mid M + M \mid L_2 = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}, \tag{1}$$

R étant la constante des gaz et des solutions ;
T, la température absolue ;
p, la valence du cation ;
ε, la charge de l'ion-gramme univalent.

Or, que l'on mette la cloison de zinc entre les deux solutions ou qu'on la mette en dehors de façon à constituer une chaîne de concentration, la différence de potentiel $Zn \mid L_1$, indépendante du reste du circuit, est toujours la même ; et, par suite, la somme des différences de potentiel au contact des électrodes dans une pile de concentration est donnée par la formule :

$$M \mid L_1 + L_2 \mid M = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1}, \tag{2}$$

d'où l'on conclut que la force électromotrice d'une chaîne de concentration de première espèce est :

$$E = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1} + e, \tag{3}$$

e représentant la différence de potentiel $L_1 \mid L_2$ au contact des solutions 1 et 2. Si l'on remplace e par la valeur de la différence $L_1 \mid L_2$ déduite de la théorie de Nernst, on arrive pour E à l'expression ordinaire, bien connue, pour la force électromotrice de la pile, et cela sans avoir eu à faire intervenir la notion de pression de dissolution.

2. Nous allons montrer que les formules (2) et (3) s'appliquent dans le cas où l'on remplace la seconde solution par une solution d'un autre sel de zinc, de même concentration en ions Zn.

A cet effet, disposons une lame de zinc entre une solution de $ZnCl^2$ et une solution de SO^4Zn (ϖ_1 et ϖ_2, pressions osmotiques des ions Zn). Le courant passant de la solution 1 à la solution 2, il y a dépôt de zinc d'un côté de la cloison, dissolution du côté opposé, de sorte que rien n'est changé à l'électrode. Celle-ci étant imperméable aux anions, tout se passe, en définitive, comme s'il y avait simplement passage des ions Zn de la solution 1 à la solution 2, et le travail électrique mis en jeu dans le transport d'une quantité $p\varepsilon$ d'électricité de la solution 1 à la solution 2 n'est autre que le travail effectué par un cation qui passe de la pression osmotique ϖ_1 à la pression osmotique ϖ_2. On en conclut aisément que :

$$L_1 \mid M + M \mid L_2 = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2};$$

par suite, les équations (2) et (3) sont générales et supposent simplement deux électrolytes de même cation, pouvant présenter des anions communs ou différents.

En particulier, si $\varpi_1 = \varpi_2$, on a :

$$(2\ bis) \qquad M \mid L_1 + L_2 \mid M = 0 \quad \text{ou} \quad M \mid L_1 = M \mid L_2,$$
$$(3\ bis) \qquad E = e = L_1 \mid L_2,$$

c'est-à-dire que :

1° La différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels est indépendante de l'acide du sel, pourvu que la concentration de la solution en ions positifs demeure constante.

$$\left(\text{Exemple : } Zn \left| \frac{1}{1} ZnCl^2 = Zn \right| \frac{1}{1} SO^4Zn.\right)$$

2° La force électromotrice d'une chaîne du type $M \mid L_1 \mid L_2 \mid M$, dans laquelle L_1, L_2 sont deux solutions salines du métal M égale-

ment concentrées en cations, est égale à la différence de potentiel au contact de ces deux solutions. Il en résulte une méthode très pratique de mesure des différences de potentiel au contact de deux électrolytes, mais seulement dans le cas où ces électrolytes renferment le même cation à la même concentration (¹).

3. Ces raisonnements sont généraux; ils s'appliquent également au cas des électrodes de seconde espèce (mercure recouvert d'un sel mercureux de même anion que l'électrolyte de la solution en contact) et conduisent à des conclusions analogues.

Ils supposent, en somme, que le *travail de dilution isothermique* d'un ion (cation ou anion), pour passer de la pression osmotique ϖ_1 à la pression osmotique ϖ_2, est le même, que le passage se fasse sans transition autre que la paroi poreuse ou la couche de passage, ou qu'il se fasse par l'intermédiaire d'une électrode solide constituée par l'ion lui-même (sel mercureux pour l'anion, métal pour le cation) et imperméable à l'ion de signe opposé. Mais, comme on le voit, ils ne subordonnent pas la démonstration de la formule de Nernst à l'hypothèse préalable de la *pression de dissolution.*

II. — LA NOTION DE « PRESSION DE DISSOLUTION ».

Reprenons les deux solutions de $ZnCl^2$ (ϖ_1, ϖ_2) séparées par une lame de zinc : si la pression osmotique ϖ_1 prend une valeur P telle que la différence de potentiel $L_1 \mid M$ s'annule, l'équation (1) devient :

$$(4) \qquad M \mid L_2 = \frac{RT}{\varepsilon p} \log \frac{P}{\varpi_2},$$

c'est-à-dire que l'on retrouve la formule de Nernst donnant la différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels.

Dans ces conditions, le travail électrique correspondant au passage d'un ion Zn de la solution 1 à la solution 2 se réduit au travail :

$$(M \mid L_2) p\varepsilon = RT \log \frac{P}{\varpi_2},$$

mis en jeu par le passage de la quantité d'électricité $p\varepsilon$ de la lame à

(¹) Cette méthode, dans le cas d'électrodes de seconde espèce, a été appliquée par l'un de nous (*C. R.*, t. CXLIV, p. 1035).

la solution 2. Or, quand la quantité d'électricité $p\varepsilon$ passe de la lame à la solution, un atome de zinc est arraché à la lame pour se retrouver dans la solution à l'état d'ion, et on peut dire que l'électrode métallique envoie un ion en solution. L'expression

$$RT \log \frac{P}{\varpi_2}$$

du travail correspondant, montre que tout se passe comme si l'ion Zn existait déjà dans la lame sous la pression osmotique P et passait simplement, sous l'influence du courant, de cette pression osmotique à la pression osmotique ϖ_2 de la solution. Par suite, le système métal | solution serait l'équivalent du couple de deux solutions présentant un ion commun (cation) aux pressions osmotiques P et ϖ_2, ces deux solutions étant séparées par une cloison imperméable à l'ion de signe contraire.

Or, si on considère un tel système de solutions, par suite de la différence des pressions osmotiques, il y aura diffusion des cations de la solution la plus concentrée vers la moins concentrée, qui prendra, de ce chef, une charge positive ; c'est-à-dire qu'il s'établira une certaine différence de potentiel entre ces deux solutions.

Il semble donc que l'on puisse expliquer de manière analogue la production d'une différence de potentiel au contact d'un métal M et d'une solution d'un de ses sels ; et alors, le métal M étant considéré comme un système producteur d'ions positifs sous la pression osmotique P, suivant que $\varpi < P$ ou que $\varpi > P$ il y aura diffusion des ions métalliques de l'électrode dans la solution ou inversement, c'est-à-dire *dissolution de l'électrode* ou *précipitation sur l'électrode* des ions positifs de la solution. On retrouve donc ainsi complètement la théorie de Nernst, la pression P jouant, par rapport à la *dissolution* ou la *précipitation du métal*, le même rôle que la pression maxima dans les phénomènes de vaporisation et de liquéfaction — ce qui justifie bien la dénomination ordinaire : *pression maxima de dissolution.*

III. — LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL AU CONTACT DES ÉLECTRODES, ET LES VALEURS DE LA PRESSION DE DISSOLUTION.

1. Les physiciens allemands ont donné une méthode de mesure des

différences de potentiel au contact des électrodes, et ont déduit de ces résultats des valeurs pour la pression de dissolution.

La méthode est la suivante :

On construit, avec le métal M plongeant dans la solution L d'un de ses sels et l'électrode normale au calomel d'Ostwald ($Hg.Hg^2Cl^2 \mid \frac{1}{1}$ KCl), une pile répondant au schéma :

$$M \mid L \mid \frac{1}{1} KCl \mid Hg^2Cl^2.Hg;$$

soit E la force électromotrice que l'on mesure. On a :

$$E = M \mid L + L \mid \frac{1}{1} KCl + \frac{1}{1} KCl \mid Hg^2Cl^2.Hg + Hg \mid M.$$

En se reportant aux nombres donnés par la théorie de Nernst-Planck pour les différences de potentiel au contact de deux électrolytes, on peut admettre, comme conséquence d'une étude précédente ([1]), que le terme $L \left| \frac{1}{1} \right.$ KCl est de l'ordre de 1/100 de volt et par conséquent négligeable devant E. Il reste donc :

$$(1) \qquad E = M \mid L + \frac{1}{1} KCl \mid Hg^2Cl^2.Hg + Hg \mid M.$$

Cela étant, les physiciens allemands admettent que :

1° La différence de potentiel $\frac{1}{1}$ KCl $\mid Hg^2Cl^2.Hg$ est $0^v,56$, nombre fourni par la méthode dite du maximum de tension superficielle;

2° La différence de potentiel au contact des deux métaux est de l'ordre de 10^{-4} volts, et par conséquent négligeable.

Dans ces conditions, on a :

$$(2) \qquad M \mid L = E - 0^v,56,$$

ou :

$$\frac{RT}{2p} \log \frac{P}{\varpi} = E - 0^v,56,$$

c'est-à-dire, à 18°, en supposant $p = 2$:

$$125 \times 10^{-4} \log \frac{P}{\varpi} = E - 0^v,56 ;$$

([1]) *Comptes Rendus*, t. CXLIV, p. 1035 ; p. 832 et 1079 ; 1907.

d'où l'on tire :

$$\text{(3)} \qquad \log P = \frac{E - 0^v,56}{125} \times 10^1 + \log \varpi,$$

formule qui donne la pression de dissolution.

Si on se reporte alors aux résultats fournis par les formules (2) et (3), on trouve que ces résultats sont les suivants :

Les pressions de dissolution sont exprimées par des nombres parfois très petits (cuivre, $4,8 \times 10^{-20}$ atmosphères : palladium, $1,5 \times 10^{-35}$), parfois excessivement grands (zinc, $9,9 \times 10^{18}$ atmosphères), — d'où l'on a souvent conclu que ces nombres ne pouvaient représenter une réalité physique.

L'objection ne nous paraît pas fondée, si on admet l'analogie développée précédemment entre la pression de dissolution et la pression de vapeur maxima.

Considérons en effet un fluide, tel que l'hydrogène liquide, qui bout à 20° absolus sous la pression atmosphérique, dont la pression de vapeur à 20° est, par conséquent, 1 atmosphère, et supposons que ce corps puisse être maintenu liquide, à l'état de faux équilibre, au-dessus de sa température critique (32°) ; à la température de la glace fondante (273°), il aurait déjà une pression de vapeur considérable.

Nous avons fait le calcul de la manière suivante :

La température critique de l'hydrogène étant 32°, et celle de l'anhydride carbonique 304°, la température de l'anhydride carbonique qui correspond à la température 273° de l'hydrogène est 2 595°. Or la pression de vapeur de CO^2 est donnée par la formule :

$$\log p = 6,41443 - \frac{819,77}{T} + 0,41861 \log T.$$

En extrapolant, on trouve à 2 595° :

$$p_{CO^2} = 3,4 \times 10^7 \text{ mm.} = \frac{3,4}{7,6} \times 10^5 \text{ atmosphères.}$$

Les pressions de vapeur des divers fluides étant correspondantes à des températures correspondantes, il en résulte que la pression de vapeur de H liquide à 0° C., en supposant qu'il puisse exister à cette température, serait :

$$p = \frac{3,4}{7,6} 10^5 \times \frac{15}{77} = 10^4 \text{ atmosphères}$$

(77 et 15 étant, en atmosphères, les pressions critiques de CO^2 et H).

Inversement, en admettant qu'un corps peu volatil puisse rester liquide, en surfusion, à la température ordinaire, sa tension de vapeur serait alors très faible. Nous avons fait le calcul pour le soufre, au moyen de la formule :

$$\log p = 19{,}10740 - \frac{4\,684{,}492}{T} - 3{,}40483 \log T \text{ (1)},$$

et nous avons trouvé, à 0° C. :

$$p = 6 \times 10^{-10} \text{ atmosphères},$$

et avec des corps beaucoup moins volatils, tels que le carbone, on devrait arriver à des valeurs de p encore plus faibles.

En définitive, si tous les corps pouvaient rester liquides, en faux équilibre, à la température ordinaire, on aurait pour ces liquides des tensions de vapeur très grandes quand on considère des fluides difficilement liquéfiables (hélium, hydrogène), ou excessivement petites pour les corps qui sont solides dans des conditions ordinaires de température (carbone, soufre). Dès lors, si on tient compte de l'analogie entre la tension de vapeur et la pression de dissolution, les nombres trouvés semblent devoir s'interpréter en considérant le zinc comme l'équivalent d'un fluide très volatil, le palladium, au contraire, comme un solide très réfractaire ; de telle sorte que les valeurs données pour les pressions de dissolution ne nous apparaissent pas comme étant absurdes *a priori*, eu égard simplement à leur ordre de grandeur.

2. Mais il y a des critiques plus graves à faire à l'application des formules (2) et (3).

Les valeurs de M | L, *déduites de l'équation* (2), ne vérifient pas toujours la loi précédemment énoncée, à savoir que la différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels est indépendante de l'acide du sel.

Le tableau (2) suivant l'indique :

Métaux	Solutions à 1 molécule-gramme par litre			
	Sulfates	Chlorures	Nitrates	Acétates
Aluminium..	+ 1,040	1,015	0,775	»
Manganèse..	+ 0,815	0,824	0,560	»
Zinc........	+ 0,524	0,503	0,473	0,522
Cuivre......	— 0,515	»	— 0,615	— 0,580

(1) Bertrand, *Thermodynamique*, p. 98 et 101.

(2) Hollard, *la Théorie des ions et l'Electrolyse*.

Les différences entre les résultats consignés dans une même ligne horizontale sont évidemment trop grandes pour être attribuées à des valeurs différentes du degré d'ionisation des solutions normales considérées. Mais ce désaccord n'a rien de surprenant, si on tient compte de ce fait que la détermination des différences de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels est subordonnée à deux hypothèses, sur lesquelles il importe d'attirer l'attention.

3. La méthode précédente suppose en premier lieu que :

$$\frac{1}{1}\ \mathrm{KCl} \mid \mathrm{Hg^2Cl^2.Hg} = 0^{v},56,$$

$0^{v},56$ étant la différence de potentiel qu'il faut établir entre les deux mercures de l'électromètre capillaire pour réaliser le maximum de tension superficielle, quand on y remplace l'acide sulfurique par une solution normale de KCl.

Or l'un de nous a montré dans un précédent mémoire (1), en se fondant sur le résultat des expériences de M. Gouy, que la différence de potentiel existant entre les deux mercures, au moment du maximum de constante capillaire, représente, *à une constante près seulement*, la différence de potentiel au contact du large mercure.

On a donc, en réalité :

$$\frac{1}{1}\ \mathrm{KCl} \mid \mathrm{Hg^2Cl^2.Hg} = 0^{v},56 - c,$$

c étant une constante qui mesure la différence de potentiel au contact du mercure capillaire, dont nous ignorons la valeur et qui peut ne pas être négligeable.

En effet, V désignant la différence de potentiel entre les deux mercures, on a dans tous les cas :

$$\left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1}\ \mathrm{KCl}\right.\right)_{\text{capill.}} + \left(\frac{1}{1}\ \mathrm{KCl} \mid \mathrm{Hg^2Cl^2.Hg}\right)_{\text{large merc.}} = \mathrm{V}.$$

Quand on augmente V, on polarise davantage le mercure capillaire, sans polariser sensiblement le large mercure ; dans ces conditions, le second terme du premier membre reste fixe et la variation de V

(1) J. Guyot, *la Théorie de Nernst et l'Electrocapillarité* (*J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 530 : 1907).

est égale à la variation de la différence de potentiel à la pointe. Il en résulte que, V variant de 0 à $0^v,56$, le terme

$$\left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1} \mathrm{KCl}\right.\right)_{\mathrm{cap.}} = c_{\mathrm{KCl}}$$

atteint certainement des valeurs qui sont de l'ordre du dixième de volt; et, pour certains électrolytes, ceci peut même se produire au moment du maximum de tension superficielle, comme nous allons le montrer par un exemple numérique.

Le large mercure de l'électromètre étant recouvert de calomel et d'une solution normale de KCl, on fait plonger la pointe dans une solution normale de IK au contact de la précédente, et on détermine la différence de potentiel qui correspond au maximum de tension superficielle; elle est égale à $0^v,82$ (¹). On a donc :

$$\left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1} \mathrm{IK}\right.\right)_{\mathrm{cap.}} + \frac{1}{1} \mathrm{IK} \left| \frac{1}{1} \mathrm{KCl} + \frac{1}{1} \mathrm{KCl} \mid \mathrm{Hg^2Cl^2} = 0^v,82;\right.$$

or, si on admet la théorie de Nernst-Planck :

$$\frac{1}{1} \mathrm{IK} \left| \frac{1}{1} \mathrm{KCl} = 0;\right.$$

comme

$$\left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1} \mathrm{KCl}\right.\right)_{\mathrm{cap.}} + \frac{1}{1} \mathrm{KCl} \mid \mathrm{Hg^2Cl^2} = 0^v,56,$$

on voit que

$$\left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1} \mathrm{IK}\right.\right)_{\mathrm{cap.}} - \left(\mathrm{Hg} \left| \frac{1}{1} \mathrm{KCl}\right.\right)_{\mathrm{cap.}} = 0^v,82 - 0^v,56 = 0^v,26,$$

c'est-à-dire

$$c_{\mathrm{IK}} - c_{\mathrm{KCl}} = 0^v,26,$$

ceci indépendamment de toute théorie.

D'autre part, si on admet avec M. Gouy (²) que la différence de potentiel au contact capillaire, lors du maximum de tension superficielle, est due à l'existence d'une couche double existant dans l'intérieur de l'électrolyte au voisinage du contact capillaire, et formée d'une couche d'anions contiguë au mercure, suivie d'une couche de

(¹) Gouy, *Sur la fonction électrocapillaire* (*Annales de Chimie et de Physique* 7ᵉ série, t. XXIX; 1903).

(²) *Comptes Rendus*, 3 décembre 1900.

cations, on voit que les deux termes de la différence précédente sont de même signe (positif). Par suite,

$$c_{IK} > 0^v,26,$$

c'est-à-dire que, dans le cas de l'iodure de potassium, la constante c serait de l'ordre du quart de volt.

Cela indique quelle erreur on peut commettre sur l'évaluation de la différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels, quand on adopte $0^v,56$ pour valeur de l'électrode normale au calomel.

D'autre part, a-t-on effectivement le droit de négliger dans l'équation (1) la différence de potentiel Hg | M ?

On ne doit donc pas considérer les nombres déduits des équations (2) et (3) comme représentant effectivement, les uns les différences de potentiel métal-électrolyte et les autres les pressions de dissolution ; et il y aurait intérêt à reprendre d'une manière systématique toute l'étude expérimentale de la question.

LE DÉTECTEUR ÉLECTROLYTIQUE ;

Par M. C. TISSOT.

On utilise depuis un certain temps, sous le nom de *détecteur électrolytique*, un dispositif dont le principe, signalé par Ferrié [1] dès 1900, a été appliqué, d'une manière sans doute indépendante, par Fessenden [2] et Schlœmilch [3] à la réception des ondes électriques.

Le dispositif est constitué par un voltamètre à électrodes de platine, de surfaces très inégales, immergées dans un électrolyte (généralement acide sulfurique ou azotique en solution aqueuse).

Associé à un téléphone et à un circuit de résonance, il constitue un détecteur d'ondes très sensible et permet d'opérer, à des distances considérables, la lecture *au son* des messages de télégraphie sans fil.

Il peut être utilisé tel quel. Mais, dans les conditions habituelles

(1) FERRIÉ, *Rapports du Congrès international d'électricité*, 1900.
(2) SCHLŒMILCH, *Elekt. Zeitsch.*, 1903, p. 959.
(3) FESSENDEN, *Elekt. Zeitsch.*, 1903, p. 586, 1015.

d'emploi, on applique au voltamètre une force électromotrice auxiliaire constante : le pôle positif de la source est relié à la pointe fine qui constitue l'anode. La sensibilité du détecteur se trouve alors accrue d'une manière notable.

Dans tous les cas, le téléphone qui est intercalé dans le circuit rend un son quand le voltamètre est soumis à l'action de trains d'ondes électriques.

M. Armagnat [1] a récemment étudié le dispositif en vue de la détermination des conditions les plus favorables qu'il convient de remplir dans l'établissement de l'appareil, pour les applications.

D'autre part, différentes recherches ont été entreprises pour étudier le phénomène et en donner l'interprétation.

Laissant tout d'abord de côté ce point de vue spéculatif, je me suis proposé d'étudier comment se comporte le détecteur sous l'action des oscillations qu'il reçoit, c'est-à-dire de déterminer à quelle *qualité* des ondes il se montre particulièrement sensible.

En dehors de toute considération théorique, l'intérêt d'une pareille recherche résulte du fait que, selon qu'un détecteur est sensible à l'effet total, à l'amplitude ou à la valeur moyenne (du courant ou du potentiel), il se prête dans une mesure plus ou moins grande à la mise en jeu des phénomènes de résonance, et convient à tel ou tel montage.

Afin d'obtenir des évaluations susceptibles de mesures, on a substitué à l'écouteur téléphonique un galvanomètre, et comparé, pour des émissions identiques faites à distance, les déviations de ce galvanomètre à celles d'un bolomètre, c'est-à-dire à celles d'un détecteur dont les indications fournissent des données aisées à interpréter d'une manière nette.

Le bolomètre est directement intercalé dans l'antenne réceptrice, préalablement accordée, à la base de l'antenne.

Quant au détecteur électrolytique, il est disposé dans un circuit de résonance, en liaison lâche avec l'antenne réceptrice, et accordé à la période des oscillations reçues.

Les expériences consistaient à enregistrer les effets exercés sur les deux détecteurs — bolomètre et électrolytique, — c'est-à-dire les déviations des galvanomètres respectifs, pour des séries d'émissions bien constantes, et à faire varier pour chaque série l'énergie des

---

(1) ARMAGNAT, *Rev. électr.*, 1906, p. 36.

oscillations reçues par l'antenne en modifiant progressivement l'étincelle d'émission.

Le phénomène présente des aspects un peu différents, selon que l'on fait usage ou non d'une force électromotrice auxiliaire. Dans l'un et l'autre cas, il y a déviation du galvanomètre de l'électrolytique quand l'appareil reçoit des oscillations électriques. Mais, ainsi que l'a noté M. Ferrié (1), les déviations se produisent dans les deux cas en sens inverse. Le courant continu qui résulte de l'action des oscillations sur la cellule électrolytique va (à l'intérieur du voltamètre) de la petite électrode à la grande quand il y a une force électromotrice appliquée — le pôle positif étant à l'anode fine, — tandis qu'il va de la grande électrode à la petite quand il n'y a pas de force électromotrice auxiliaire.

Nous avons donc étudié séparément les deux cas.

I. — CAS DE L'EMPLOI D'UNE SOURCE AUXILIAIRE.

Au moment où l'on ferme le circuit auxiliaire sur le voltamètre, c'est-à-dire où l'on porte les électrodes à une différence de potentiel E_0, il se produit au galvanomètre une brusque élongation Δ qui va en diminuant progressivement, rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement, pour atteindre au bout de quelques secondes ou de quelques minutes, selon la valeur de la résistance totale du circuit, une déviation *sensiblement* fixe δ_0.

C'est l'allure ordinaire du phénomène de polarisation.

Les valeurs respectives de l'élongation primitive Δ et de la déviation finale δ_0 vont en croissant avec la valeur de la force électromotrice appliquée E_0.

Si l'on fait varier la force électromotrice E_0, et que l'on porte en abscisses les valeurs de E_0, en ordonnées les valeurs correspondantes de déviations δ_0, on obtient une courbe *parfaitement continue*, ainsi que l'a observé M. Rothé (2).

La courbe (*fig.* 1) qui a été obtenue avec l'électrolytique dont nous nous sommes servi pour les présentes expériences de réception d'oscillations électriques montre qu'il en est bien ainsi.

Dans le cas présent, l'électrolyse sensible est décelée par un

(1) Ferrié, *C. R. de l'Ac. des Sc.*, juillet 1905, p. 315.
(2) Rothé, *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 676, 1904.

bourdonnement particulier au téléphone : bien que ce bourdonnement commence à se faire entendre à partir de $2^v,6$, aucun crochet brusque ne révèle le début de l'électrolyse, et le phénomène demeure parfaitement continu, au-dessus même de l'électrolyse normale.

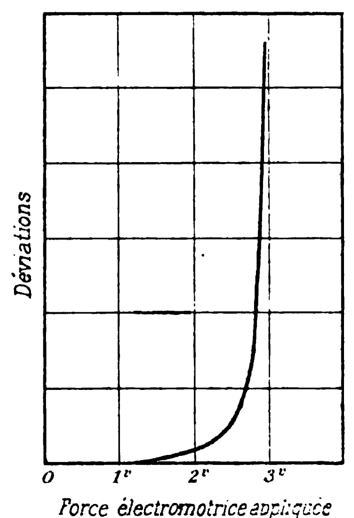


Fig. 1.

M. Armagnat (1) a attiré l'attention sur l'allure dissymétrique des courbes que l'on obtient avec les détecteurs électrolytiques, c'est-à-dire avec des voltamètres à électrodes inégales. Cette dissymétrie est encore plus accentuée quand on relève les courbes $I = f(t)$ représentatives du courant en fonction du temps, comme l'a noté M. Rothé (2).

Elle se traduit par une différence d'aspect dans la forme des deux branches de courbes — la courbe obtenue en prenant la pointe fine comme anode présentant un coude plus prononcé que l'autre.

La courbe dont nous donnons le tracé a été obtenue sans intercaler dans le circuit d'autre résistance que celle de la cellule elle-même et du galvanomètre.

L'équilibre final est alors atteint beaucoup plus vite que lorsque le circuit présente une résistance notable, de sorte que les valeurs

(1) Armagnat, *loc. cit.*
(2) Rothé, *loc. cit.*, et thèse de la Faculté des Sciences de Paris.

relevées pour les δ_0 sont plus certaines. Autrement, l'équilibre est atteint si lentement que l'on est porté à attribuer aux δ_0 des valeurs trop fortes, ce qui altère la régularité des courbes. C'est, je pense, la raison des coudes très brusques que présentent les courbes données par M. Armagnat, et que je n'ai pas retrouvés [1].

1° *Effet des oscillations pour une valeur constante de la force électromotrice auxiliaire.* — On a tout d'abord examiné l'effet des oscillations sur le détecteur dans le cas du montage habituel, c'est-à-dire quand il y a une force électromotrice appliquée constante E_0, qui fait prendre au galvanomètre une déviation initiale δ_0.

L'action des oscillations produit une brusque élongation δ, qui diminue *très rapidement*, tandis que les oscillations continuent à agir pour prendre une valeur *sensiblement* fixe $\delta_1 < \delta$, les valeurs δ_1 et δ étant d'ailleurs peu différentes.

Quand les oscillations cessent, le galvanomètre revient à une déviation δ_2, inférieure à δ_1, mais toujours notablement supérieure à δ_0.

Cette déviation δ_2 diminue ensuite progressivement sous l'action de la force électromotrice appliquée E_0, et le spot se fixe de nouveau à la déviation primitive δ_0 (une vingtaine de secondes suffisent pour que le résultat soit atteint).

Il y a donc, en fait, superposition d'un effet *permanent* à un effet *temporaire*.

Dans la réception au téléphone, c'est l'effet temporaire qui entre seul en jeu. En première approximation, il peut être évalué par l'accroissement $(\delta_1 - \delta_0)$ de déviation produit sous l'action des oscillations quand le régime permanent est établi.

Les valeurs respectives de δ_0, δ_1 et δ_2 varient beaucoup avec la valeur de la force électromotrice appliquée E_0.

La déviation δ_2, qui représente l'effet permanent, va en croissant avec la durée d'action des trains d'oscillations.

Mais la déviation δ_1 conserve une valeur sensiblement indépendante de cette durée.

D'une manière générale :

Pour une valeur donnée de la force électromotrice appliquée E_0, c'est-à-dire pour une valeur déterminée de la déviation initiale δ_0, les

---

(1) Voir, à ce sujet, ROTHÉ, *loc. cit.*

valeurs de δ_1 vont en croissant rapidement avec la quantité d'énergie reçue et tendent vers une limite sensiblement fixe.

De sorte que, dès que l'énergie reçue dépasse une certaine valeur — toujours très faible, et d'autant plus faible que la force électromotrice appliquée E_0 est plus grande, et la pointe plus fine, — la déviation $(\delta_1 - \delta_0)$, c'est-à-dire le courant continu qui traverse la cellule, devient indépendante de l'énergie mise en jeu à la réception.

Voici, par exemple, une observation qui se rapporte à des émissions faites à une distance de 2 kilomètres, en système direct, avec des étincelles décroissantes et variant de $4^{cm},5$ à $0^{cm},2$:

Bolomètre	Électrolytique
120	80
85	80
25	75
4	60

Tant que l'énergie reçue (ou l'intensité efficace du courant dans l'antenne réceptrice) demeure supérieure aux valeurs qui correspondent à quatre divisions du bolomètre, le détecteur électrolytique se comporte, au point de vue de la réception, comme un *cohéreur* ou, plus justement si l'on veut, comme se comporterait un détecteur magnétique de Rutherford *désaimanté à fond.*

Mais les oscillations qui donnent au bolomètre, dans le cas présent, une déviation de quatre divisions peuvent être regardées comme relativement énergiques pour l'électrolytique, car elles se font entendre fortement au téléphone.

Il convient donc d'examiner comment se comporte le détecteur pour les oscillations *les plus faibles* qu'il soit susceptible de déceler.

On a opéré pour cela avec un poste situé à 40 kilomètres de distance.

En réduisant suffisamment l'étincelle d'émission, on pouvait alors arriver à donner aux émissions une puissance telle qu'il fût impossible de les enregistrer, soit au galvanomètre, soit au téléphone de l'électrolytique.

A partir de cette valeur limite, on faisait croître progressivement l'étincelle. Pour évaluer l'énergie mise en jeu, on substituait à l'observation bolométrique à la réception, observation qui devenait délicate et incertaine pour les valeurs très faibles de l'énergie reçue, l'observation du courant à la base de l'antenne d'émission.

La mesure de l'intensité efficace à la base de l'antenne d'émission permet d'évaluer l'énergie mise en jeu à l'émission, c'est-à-dire d'obtenir une quantité proportionnelle à celle qui est mise en jeu dans l'antenne réceptrice, les autres conditions demeurant les mêmes, ainsi que nous l'avons montré par ailleurs.

C'est ainsi qu'ont été obtenus les résultats suivants :

Énergie reçue	Déviations ($\delta_1 - \delta_0$)
2	1
8	4
13	7
18	11
26	18
30	28
44	30

Tant que les déviations demeurent très faibles, il existe une proportionnalité approximative entre ces déviations et les valeurs de l'énergie reçue par l'antenne.

Mais les déviations vont en croissant plus vite que l'énergie reçue, puis tendent vers une limite.

Si la limite obtenue dans la présente expérience est voisine de 30 divisions, tandis qu'elle était de 75 à 80 dans l'observation citée plus haut, c'est que ces observations n'ont pas été faites le même jour et se rapportent à des valeurs différentes de la force électromotrice auxiliaire E_0.

Il y a lieu de noter que la déviation $(\delta_1 - \delta_0) = 1$ correspond à la limite extrême des signaux perceptibles au téléphone, qu'on ne commence à lire nettement qu'à partir du point où la déviation atteint la valeur 4. En pratique, c'est toujours au-dessus de ce point qu'on utilise l'appareil.

Ainsi, la marge dans laquelle se produit la proportionnalité relative entre l'énergie mise en jeu et l'effet enregistré est-elle relativement restreinte.

2° *Influence de la valeur de la force électromotrice auxiliaire* E_0. — Quand, pour une même valeur de l'énergie reçue, on fait croître progressivement la force électromotrice auxiliaire, les déviations du galvanomètre de l'électrolytique vont en augmentant, lentement d'abord, puis de plus en plus rapidement, sans qu'il se produise de modification apparente dans le phénomène, alors qu'on atteint la région d'électrolyse normale.

On a, par exemple :

Force électromotrice appliquée	Déviations $\delta_1 - \delta_0$	Force électromotrice appliquée	Déviations $\delta_1 - \delta_0$
$1^v,5$	0,5	$2^v,40$	15
$1^v,7$	1	$2^v,50$	21
$1^v,8$	2	$2^v,60$	28
$1^v,9$	3	$2^v,70$	35
$2^v,0$	5	$2^v,80$	45
$2^v,15$	8	$2^v,90$	60
$2^v,25$	11	$3^v,00$	80

Les déviations demeurent très faibles tant que la force électromotrice appliquée ne dépasse pas $2^v,15$, et croissent ensuite constamment, même alors que l'électrolyse est franchement établie (au-dessus de $2^v,6$, ainsi que nous l'avons déjà noté).

Il n'y a donc pas de *valeur critique* pour la force électromotrice, qu'il y a intérêt à prendre le plus élevée possible.

En pratique, on se trouve limité par l'établissement de l'électrolyse, qui produit dans le téléphone le bourdonnement dont nous avons parlé, et qui est susceptible de nuire à la netteté de la réception des signaux.

II. — CAS OU IL N'Y A PAS DE FORCE ÉLECTROMOTRICE AUXILIAIRE.

Dans le mode de montage habituel, c'est-à-dire quand on fait usage d'une source auxiliaire, le phénomène qui se produit à la réception dépend nécessairement de conditions complexes. La superposition d'un effet *permanent* à l'effet *temporaire* indique qu'il dépend, en particulier, de l'état des électrodes au moment où elles subissent l'action des oscillations. L'expérience montre qu'il présente un caractère beaucoup *plus simple* et *plus régulier* lorsqu'il n'y a pas de force électromotrice appliquée.

Le galvanomètre demeure alors au zéro tant que les oscillations n'agissent pas, prend une déviation parfaitement fixe pendant leur action, et revient exactement au zéro dès qu'elles cessent d'agir.

Il n'existe plus — en apparence tout au moins — qu'un effet temporaire, et les relations quantitatives apparaissent avec une grande netteté.

C'est ce qui ressort du tableau suivant, qui donne les déviations respectives obtenues dans ces conditions au bolomètre et au galva-

nomètre de l'électrolytique pour des valeurs croissantes de l'énergie émise par un poste à distance :

Bolomètre	Électrolytique
5	3,5
15	10
20	13,5
40	26,5
60	39
100	65

Les indications des deux instruments peuvent être regardées comme *rigoureusement* proportionnelles.

On doit en inférer que : *l'intensité* I *du courant continu qui résulte de l'action des oscillations sur la cellule électrolytique est proportionnelle au carré* i_2^2 *de l'amplitude des oscillations dans l'antenne réceptrice.*

III. — INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS.

En résumé, tant que l'énergie reçue est *très faible*, le détecteur réagit de la même manière, qu'il y ait ou non une force électromotrice auxiliaire, et ses indications demeurent sensiblement proportionnelles à l'énergie qu'il reçoit.

Dès que l'énergie mise en jeu dépasse une certaine valeur avec le mode de montage habituel, il fonctionne comme un détecteur d'amplitude, incapable d'intégrer les effets qu'il reçoit.

C'est ce qui se produit en général dans les conditions de l'application pratique à la réception des signaux au son. Avec le montage habituel, l'électrolytique constitue un détecteur sensible qui convient plutôt pour obtenir de grandes portées que pour réaliser des effets sélectifs.

Pour l'obtention de pareils effets, soit que l'on veuille mettre à profit les phénomènes de résonance, soit que l'on veuille se servir de l'électrolytique comme récepteur de *téléphonie sans fil* (pour la transmission de la parole), il convient, au contraire, de l'employer sans source auxiliaire en consentant à en sacrifier en partie la sensibilité.

L'objet primitif des expériences, qui était de déterminer la manière dont se comporte en *pratique* l'électrolytique sous l'effet des oscillations, peut être considéré comme rempli.

Mais les résultats obtenus sont d'une telle netteté — en particulier dans le cas où il n'y a pas de force électromotrice auxiliaire —

qu'ils nous ont incité à en rechercher une interprétation plausible.

Diverses explications ont déjà été proposées pour rendre compte du phénomène qui se produit sous l'action des oscillations dans la cellule électrolytique.

Fessenden (1) y voyait un effet purement thermique.

Le passage du courant de haute fréquence dans l'électrolyte en provoquerait l'échauffement.

Comme le coefficient de variation de la plupart des électrolytes est négatif, il en résulterait une *chute* de résistance.

Mais on doit observer que le phénomène n'est pas indépendant du sens d'application du courant). De Forest (2), Rothmund et Lessing (3) ont montré d'autre part qu'il n'est pas affecté par de notables variations de température. Il ne se produit pas notamment de modification sensible dans le phénomène de réception quand on place la cellule dans un bain dont on élève progressivement la température jusqu'à amener l'électrolyte à l'ébullition. C'est en effet ce que nous avons constaté en reproduisant l'expérience.

De Forest a montré aussi que le phénomène n'a plus lieu dès que l'on empêche la polarisation de se produire, ce qui arrive, par exemple, quand on platine la surface du fil fin ou lorsqu'on emploie comme anode un fil de fer.

Il en conclut qu'il est dû à une interruption de polarisation provoquée par l'action des oscillations.

Telle est aussi la conclusion de Reich (4), qui, faisant passer dans la cellule une décharge non oscillante de condensateur, a trouvé une différence d'effet selon le sens de la décharge.

Rothmund et Lessing ont établi que la force électromotrice d'un couple dont l'une des électrodes est constituée par une pointe fine de différents métaux est altérée par les oscillations.

Pour rendre compte de la dépolarisation qui prend naissance sous leur action, ils assimilent la cellule électrolytique à une *soupape* à électrodes d'aluminium.

L'une des phases passerait aisément de l'électrolyte à l'électrode, l'autre avec difficulté à cause de la couche d'oxyde ou de gaz.

Ferrié (5) pense que le phénomène est tout différent selon qu'il n'y

(1) Fessenden, *loc. cit.*
(2) De Forest, *Revue élect.*, 1905, p. 22.
(3) Rothmund et Lessing, *Ann. der Physik*, 1904, p. 193.
(4) Reich, *Elek. Zeitsch.*, 1904, p. 338.
(5) Ferrié, *C. R. de l'Ac. des Sc.*, juillet 1905, p. 315.

a pas ou qu'il y a une force électromotrice auxiliaire. Dans le premier cas, la cellule se comporterait comme une *soupape*. Dans le second, la source auxiliaire polarise le détecteur : le *condensateur électrolytique* ainsi formé étant chargé au potentiel de la pile, les oscillations déchirent la couche du diélectrique formé au contact de l'anode, et une conductibilité momentanée se produit.

Sans insister sur les objections que soulève le mécanisme de la rupture de la couche *diélectrique* supposée, on peut observer que l'explication revient encore à dire qu'il se produit une *dépolarisation* spontanée sous l'action des oscillations.

En somme, les expérimentateurs s'accordent à dire que tout se passe comme s'il y avait dépolarisation de l'anode, et le fait dont il s'agit de rendre compte, c'est que les oscillations produisent une dépolarisation réelle ou apparente.

Pour ne s'attacher qu'aux effets *temporaires*, il importe tout d'abord d'insister sur la *continuité* du phénomène, continuité qui se poursuit même lors de l'établissement de l'électrolyse normale.

Si l'on observe que la variation des déviations ($\delta_1 - \delta_0$) du galvanomètre de l'électrolytique, pour des forces électromotrices E_0 croissantes, présente la même allure que la variation des δ_0, il paraît logique de la rapporter à la même cause, c'est-à-dire à la variation du courant de polarisation.

Il convient d'ailleurs de tenir compte, dans toute tentative d'explication du phénomène, du fait, que M. Rothé a bien mis en lumière, qu'un voltamètre doit être considéré non comme un simple condensateur, mais comme un *condensateur associé à un accumulateur*.

Warburg [1], puis Neumann, ont déduit de l'application de la rela-

---

[1] Warburg (*Wied. Ann.*, 1899, p. 494) a montré que la concentration ionique c, à une distance z de l'électrode (comptée perpendiculairement à l'électrode), est liée à la vitesse de diffusion k par la relation :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = K \frac{\partial^2 c}{\partial z^2}.$$

Dans le cas où un voltamètre à électrodes d'inégales surfaces est traversé par un courant périodique $i = i_0 \sin \omega t$, l'équation différentielle est satisfaite par une solution :

$$c = c_0 + Be^{-\frac{z}{\zeta}} \cos\left(\omega t - \frac{z}{\zeta} + \Phi\right).$$

Au voisinage immédiat de l'électrode, c'est-à-dire pour $z = 0$, on a simplement :

$$c = e_0 + B \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right).$$

tion de Nernst une théorie osmotique de la polarisation, qui permet d'obtenir l'expression de la capacité de polarisation dans le cas où les électrodes d'un voltamètre sont soumises à l'action d'un courant alternatif.

Sans suivre toutes les conséquences de cette théorie, on peut montrer que des considérations analogues suffisent à rendre compte, d'une manière générale, du fait que l'action des oscillations sur une électrode polarisable donne lieu à un effet *dissymétrique*.

La relation de Nernst [1] donne pour expression de la force électromotrice de polarisation en fonction de la concentration respective des ions aux électrodes :

$$E = \frac{R\theta}{n} \mathcal{L} \cdot \frac{c}{c_0}.$$

Si l'on suppose que l'application d'une relation de même forme demeure légitime dans le cas présent du voltamètre à électrodes de platine, la force électromotrice de polarisation sera représentée par :

$$p = A\mathcal{L} \frac{c}{c_0},$$

où c_0, concentration ionique au voisinage de la grande électrode, conserve une valeur constante.

Mais la concentration c au voisinage de la petite électrode subit des *oscillations* que l'on peut regarder, en première approximation, comme proportionnelles à celles du courant :

$$i = i_0 \sin \omega t.$$

Si l'on fait :

$$c = c_0 + a \sin \omega t,$$

en désignant par a une constante fonction de l'amplitude du courant, la force électromotrice de polarisation prend la forme :

$$p = A\mathcal{L}\left(1 + \frac{a}{c_0} \sin \omega t\right).$$

Cette forme est *dissymétrique* à cause de la fonction logarithmique, et c'est cette dissymétrie qui se traduit par un courant continu et

(1) Pour la relation de Nernst, voir L. Poincaré, *Rapports du Congrès de physique de* 1900, t. II, p. 403.

prend l'aspect du phénomène apparent de *chute de résistance* ou de *cohérence*.

Si les conditions sont telles que c_0 soit inférieure à 1, le développement du logarithme en série convergente donne :

$$\mathcal{L}\left(1 + \frac{a}{c_0}\sin\omega t\right) = \frac{a}{c_0}\sin\omega t - \frac{1}{2}\left(\frac{a}{c_0}\right)^2 \sin^2\omega t + ...,$$

c'est-à-dire :

$$p = A\left\{\frac{a}{c_0}\sin\omega t - \frac{1}{2}\left(\frac{a}{c_0}\right)^2\sin^2\omega t + \frac{1}{3}\left(\frac{a}{c_0}\right)^3\sin^3\omega t - ...\right\}.$$

Le courant continu dont on constate l'existence est dû à la force électromotrice moyenne $p_m = \frac{1}{T}\int_0^T pdt$ pendant la durée T d'une période, cette force électromotrice moyenne étant appliquée au circuit de résistance constante R, qui comprend la cellule électrolytique et le galvanomètre.

Il a pour valeur :

$$I = \frac{A}{RT}\int_0^T dt \left\{\frac{a}{c_0}\sin\omega t - \frac{1}{2}\left(\frac{a}{c_0}\right)^2\sin^2\omega t + ...\right\}.$$

Comme d'ailleurs :

$$\int_0^{2\pi}\sin^{2m+1}x\,dx = 0,$$

$$\int_0^{2\pi}\sin^{2m}x\,dx = \frac{1 \,.\, 3 \,...\, (2m-1)}{2 \,.\, 4 \,...\, 2m} \,.\, 2\pi,$$

on a :

$$I = -\frac{A}{RT}\left\{\frac{T}{2}\cdot\frac{1}{2}\left(\frac{a}{c_0}\right)^2 + \frac{T}{4}\cdot\frac{1 \,.\, 3}{2 \,.\, 4}\left(\frac{a}{c_0}\right)^4 + ...\right\},$$

et pour des valeurs suffisamment faibles de $\left(\frac{a}{c_0}\right)$, c'est-à-dire de i_0, il vient simplement :

$$I = -\frac{A}{4R}\left(\frac{a}{c_0}\right)^2$$

ou, a étant une fonction de l'amplitude i_0 du courant qu'au même degré d'approximation on peut regarder comme proportionnelle à i_0,

$$I = -Bi_0^2 \text{ (B étant une constante)}.$$

ce qui est précisément le résultat que nous avons obtenu dans les observations faites sans force électromotrice auxiliaire.

Une relation analogue a été vérifiée par Gundry (1) — mais d'une manière seulement approchée — dans le cas d'électrodes polarisables de mercure soumises à l'action de courants alternatifs de basse fréquence.

Les présentes expériences indiquent que la relation serait rigoureusement applicable à la cellule électrolytique pour des oscillations de la fréquence de 10^6 par seconde.

Lorsqu'on fait usage d'une force électromotrice auxiliaire E_0, il existe une déviation préalable δ_0, c'est-à-dire un courant I_0 dû à la *différence* entre la force électromotrice appliquée E_0 et la force électromotrice de polarisation. Car le voltamètre doit alors être assimilé à un accumulateur *en charge*.

Si l'on représente la force électromotrice de polarisation par une expression analogue à celle qui a été adoptée ci-dessus :

$$p = \iota \quad \frac{c_1}{c_0}.$$

et que l'on suppose que le courant variable superposé au courant continu fasse subir à la concentration c (à la petite électrode) des *oscillations* autour de la valeur moyenne c_1, on écrira ici pour le courant :

$$I = \frac{1}{R} \left\{ E_0 - \frac{A}{T} \int_0^T \mathfrak{L} \, \frac{c_1 + a \sin \omega t}{c_0} \, dt \right\}.$$

La valeur I_0 du courant qui donne la déviation δ_0 étant :

$$I_0 = \frac{1}{R} \left\{ E_0 - A \mathfrak{L} \, \frac{c_1}{c_0} \right\},$$

on a ainsi :

$$I = \frac{1}{R} \left\{ E_0 - A \mathfrak{L} \, \frac{c_1}{c_0} - \frac{A}{T} \int_0^T \mathfrak{L} \left(1 + \frac{a}{c_1} \sin \omega t \right) dt \right\};$$

(1) Gundry, *Phil. Mag.*, 1906, p. 329.

et si l'on suppose $\frac{a}{c_1} < 1$,

$$\frac{1}{T}\int_0^T \mathfrak{L}\left(1 + \frac{a}{c_1}\sin\omega t\right)dt = -\left[\frac{1}{4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^2 + \frac{1}{4}\cdot\frac{1 \,.\, 3}{2 \,.\, 4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^4 + \ldots\right].$$

Par suite :

$$I = \frac{1}{R}\left\{E_0 - A\left\{\mathfrak{L}\frac{c_1}{c_0} - \left[\frac{1}{4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^2 + \frac{1}{4}\cdot\frac{1 \,.\, 3}{2 \,.\, 4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^4 + \ldots\right]\right\}\right\}$$

ou :

$$I = I_0 + \frac{A}{R}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^2 + \frac{1}{4}\cdot\frac{1 \,.\, 3}{2 \,.\, 4}\left(\frac{a}{c_1}\right)^4 + \ldots\right].$$

Il doit donc se produire un *accroissement* du courant I_0, c'est-à-dire un accroissement de la déviation primitive δ_0.

La déviation observée $(\delta_1 - \delta_0)$ a lieu *dans le même sens* que δ_0, c'est-à-dire en *sens contraire* de la déviation que produisent les oscillations, lorsqu'il n'y a pas de force électromotrice auxiliaire.

Pour des valeurs suffisamment faibles de $\frac{a}{c_1}$, c'est-à-dire de i_0, on doit encore avoir sensiblement :

$$(\delta_1 - \delta_0) = + B_1 i_0^2,$$

B_1 étant une constante, le signe + montrant que le courant est de sens inverse au courant $I = -Bi_0^2$, qui apparaît quand il n'y a pas de force électromotrice appliquée.

Dès que le rapport $\frac{a}{c_1}$ augmente, ce qui peut avoir lieu, dans le cas présent, soit par la variation de i_0, soit par celle de E_0 qui entraîne la variation de $\frac{c_1}{c_0}$, les termes de degré supérieur du développement en série interviennent, de sorte que $(\delta_1 - \delta_0)$ va en croissant rapidement.

D'ailleurs, la forme même de l'expression de I indique que le courant doit tendre rapidement et d'une manière asymptotique vers une valeur limite, sensiblement constante pour une valeur donnée de E_0.

Toutes ces données générales se trouvent bien en accord avec les observations que nous avons rapportées.

SUR UN MÉCANISME PERMETTANT DE MAINTENIR UN TRAIN DE PRISMES RIGOUREUSEMENT AU MINIMUM DE DÉVIATION;

Par M. MAURICE HAMY [1].

Je me propose, dans le présent travail, de faire connaître un mécanisme qui permet de maintenir un train de prismes, rigoureusement au minimum de déviation, dans les différents genres de spectroscopes [2]. La caractéristique de ce mécanisme, au point de vue pratique, est de conduire à la construction d'organes dont l'encombrement est réduit au minimum et dont la simplicité ne le cède en rien à celle des systèmes approchés qui ont été employés jusqu'ici en spectroscopie.

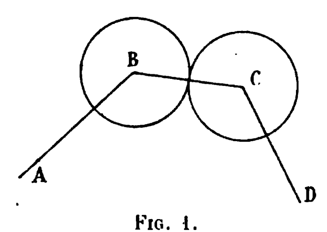


FIG. 1.

Considérons, dans un plan, trois bielles AB, BC, CD articulées en B et C (*fig.* 1). Sur la bielle AB, calons une roue centrée en B, engrenant avee une seconde roue centrée en C, calée elle-même sur la bielle CD.

Si ces roues sont égales, les angles B et C varient de la même quantité quand on déforme le système, comme on le reconnaît immédiatement en considérant le mouvement relatif par rapport à BC. Ces angles restent donc constamment égaux pendant le mouvement, s'ils le sont au départ.

Si les deux roues sont inégales et que la roue de centre C possède n fois plus de dents que la roue de centre B, l'angle C varie de $\frac{\alpha}{n}$

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 21 juin 1907.

(2) La nécessité où l'on se trouve d'employer de pareils mécanismes tient à ce que les faces des prismes cessent d'être en entier couvertes de lumière dès que l'on quitte l'incidence qui correspond au minimum de déviation. Par ailleurs, ces mécanismes fournissent un moyen pratique d'amener une raie quelconque du spectre dans le champ de la lunette d'observation.

quand l'angle B varie de α. En particulier, les variations de l'angle C sont la moitié de celles de l'angle B lorsque la roue calée sur CD possède deux fois plus de dents que la roue calée sur AB.

Ces remarques conduisent à la solution rigoureuse des problèmes relatifs au maintien d'un système de prismes au minimum de déviation dans les spectroscopes, problèmes qui n'ont été résolus jusqu'ici pratiquement que par approximation [1].

En effet, tout mécanisme propre à maintenir un train de prismes dans la position du minimum de déviation doit agir de telle sorte que les angles des faces des prismes consécutifs restent constamment égaux, ou que leurs bases forment une ligne polygonale dont tous les angles restent égaux.

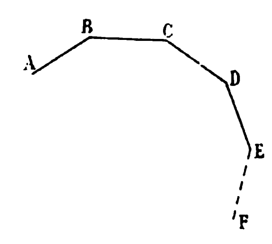


Fig. 2.

Or, imaginons que l'on ait réalisé un tel mécanisme, pour maintenir égaux les angles de la ligne polygonale ABCDE (*fig.* 2). Ajoutons un côté de plus EF à cette ligne, faisant avec DE un angle E égal aux autres angles de la ligne polygonale primitive. Si l'on cale sur le côté CD une roue, centrée en D, engrenant avec une roue égale centrée en E et fixée elle-même sur EF, on voit, d'après ce qui a été dit en commençant, que cette liaison oblige EF à prendre part aux mouvements provoqués par la déformation de la ligne polygonale primitive, de façon que l'angle E reste égal à l'angle D.

Mais nous avons vu que l'on peut maintenir rigoureusement égaux les angles d'une ligne polygonale déformable, de trois côtés, avec des roues d'engrenage ; on pourra donc employer ce mode de liaison pour maintenir égaux les angles d'une ligne polygonale de

(1) Il y a bien la solution qui consiste à faire passer par un même point les apothèmes de la ligne polygonale formée par les bases des prismes ; mais cette solution est purement théorique, et les essais qui ont été faits pour l'appliquer n'ont donné lieu à aucun mécanisme pouvant fonctionner.

quatre côtés, puis de cinq, de six, etc. Le problème que nous voulions traiter est ainsi résolu en principe.

Nous allons éclaircir ces considérations, en prenant comme exemple le cas des spectroscopes autocollimateurs, dits à retour de rayons.

Il y a, dans ce genre de spectroscopes, des conditions particulières à remplir aux extrémités de la ligne polygonale, de manière : 1° que le collimateur, qui sert également de lunette d'observation, reste fixe, quand on passe d'une radiation à l'autre ; 2° que le faisceau subisse une réflexion, à sa sortie du train de prismes, pour le lui faire traverser une seconde fois en sens contraire [1].

Si l'on suppose, pour fixer les idées, que les prismes composant le train ont un angle réfringent de 60°, on sait que l'on peut obtenir la fixité du collimateur de deux manières.

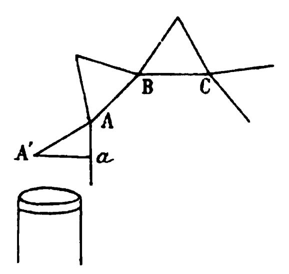


Fig. 3.

La première consiste à faire tomber normalement les rayons issus du collimateur sur la section aA' d'un demi-prisme fixe AaA' (*fig.* 3), à articuler la chaîne des prismes mobiles en A et à faire en sorte que l'angle A reste toujours égal aux autres angles de la chaîne. Cette condition se réalise en calant sur le côté fixe Aa ou, ce qui revient au même, sur le socle du spectroscope, en calant, dis-je, une roue ayant son centre en A et engrenant avec une roue égale, de centre B, calée sur BC, après avoir donné, par construction, une même valeur aux angles $\widehat{A}$, $\widehat{B}$, $\widehat{C}$, dans une position particulière du système.

---

(1) Les solutions géométriques que j'indique ici, pour satisfaire à ces conditions, n'ont aucun caractère de nouveauté. Je n'insiste sur ce point que pour montrer comment le système de liaisons à engrenages décrit dans le présent travail permet de les réaliser.

Mais cette solution a l'inconvénient de donner lieu à une réflexion quelquefois gênante sur la face d'entrée du prisme de 30°.

La seconde solution consiste à faire pénétrer les rayons, issus du collimateur, directement dans le premier prisme de 60° du train, en l'assujettissant à tourner autour du point A (*fig.* 4), de telle sorte que l'angle de la face d'entrée de ce premier prisme avec le plan perpendiculaire à la direction des rayons issus du collimateur reste constamment égal à la moitié de l'angle de la face de sortie d'un prisme et de la face d'entrée du suivant. On peut dire aussi que l'angle $\widehat{BAa}$ de la base du premier prisme avec une direction fixe Aa (perpendiculaire aux rayons sortant du collimateur) doit constamment rester égal à la moitié des angles $\hat{B}$, $\hat{C}$, $\hat{D}$ de la ligne polygonale.

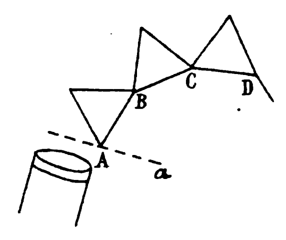


Fig. 4.

On réalise cette condition en calant, sur le socle du spectroscope, une roue de centre A engrenant avec une roue moitié plus petite, centrée en B et calée sur le côté BC, après avoir donné, par construction, aux divers angles, dans une position particulière quelconque du système, des valeurs satisfaisant aux conditions géométriques qu'ils doivent remplir.

Il y a également deux manières de procéder pour faire réfléchir le faisceau lumineux, à sa sortie du train de prismes, de façon à lui faire traverser ce train, une seconde fois, en sens contraire.

La première solution consiste à faire réfléchir le faisceau sur un miroir M (*fig.* 5) assujetti à faire, avec la face de sortie du dernier prisme du train, un angle égal à la moitié de l'angle KGL des faces de deux prismes consécutifs.

On réalise cette solution en articulant le support du miroir en H, en calant sur ce support une roue centrée en H et engrenant avec une roue de diamètre moitié moindre, de centre G, calée sur FG.

La seconde solution consiste à terminer le train par un demi-prisme argenté sur la section PN (*fig.* 6) et assujetti, comme les autres prismes, à ce que l'angle H reste égal aux angles $\widehat{G}$, $\widehat{F}$, etc.

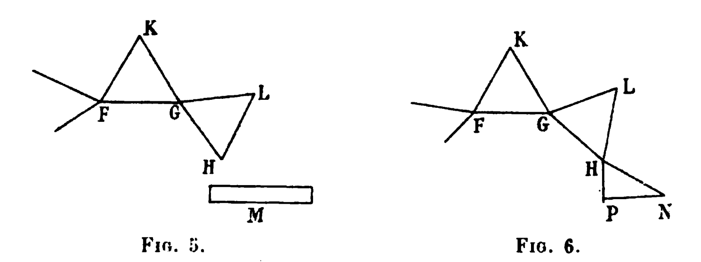


FIG. 5. FIG. 6.

Cette seconde solution [1] est préférable à la première, parce qu'elle permet, sans rien changer au mécanisme, de modifier la grandeur de la dispersion par la simple substitution du prisme de 30° à l'un ou l'autre des prismes de 60° composant le train. On la réalise en calant sur HP une roue, centrée en H, qui engrène avec une roue égale centrée en G et calée sur FG.

Nous allons montrer maintenant comment ces considérations peuvent être appliquées pratiquement au cas d'un spectroscope à retour, dont le train commence par cinq prismes de 60° et finit par un prisme de 30°, avec face réfléchissante.

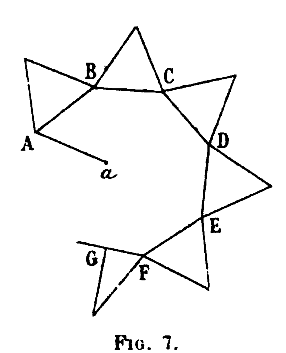


FIG. 7.

On vient de voir que la ligne polygonale ABCDE, etc. (*fig.* 7), formée par les bases des prismes, doit avoir tous ses angles égaux, et que le

---

[1] Cette solution a, du reste, été utilisée plusieurs fois, notamment par MM. Duboscq et Jobin.

côté AB, articulé au point fixe A, doit faire, avec une direction fixe Aa, un angle égal à la moitié de l'angle B. Les liaisons à établir, au moyen de roues d'engrenages, entre les différents côtés de la ligne polygonale, de deux en deux, pour satisfaire constamment à ces conditions géométriques, se réduisent à ce que toutes ces roues possèdent le même nombre de dents (1), sauf la roue fixe, calée sur le socle du spectroscope et centrée en A, qui doit avoir deux fois plus de dents que la roue centrée en B et calée sur BC, avec laquelle elle engrène.

En appelant a la longueur commune des divers côtés de la ligne polygonale, les liaisons à établir sont donc les suivantes :

1° On cale, sur le socle du spectroscope, une roue de centre A, de rayon $\frac{2a}{3}$, qui engrène avec une roue calée sur BC, centrée en B et de rayon $\frac{a}{3}$ (2);

2° On cale sur AB une roue, de centre B et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre C, calée sur CD et de rayon $\frac{a}{2}$;

3° On cale sur BC une roue, de centre C et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre D, calée sur DE et de rayon $\frac{a}{2}$;

4° On cale sur CD une roue, de centre D et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre E, calée sur EF et de rayon $\frac{a}{2}$;

5° On cale sur DE une roue, de centre E et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre F, calée sur FG et de rayon $\frac{a}{2}$.

Pour représenter graphiquement ces liaisons, examinons le système par la tranche, après avoir mis tous les côtés AB, BC, etc., de la ligne polygonale en ligne droite. Convenons de figurer chaque

(1) Nous supposons, pour plus de simplicité, que tous les côtés de la ligne polygonale sont égaux, mais c'est une restriction dont on pourrait évidemment s'affranchir.

(2) Nous parlons ici, bien entendu, des rayons des circonférences primitives des engrenages.

roue d'engrenage par un rectangle égal à son profil, à l'intérieur duquel nous écrirons les deux lettres servant à dénommer le côté de la ligne polygonale sur lequel cette roue est calée, la lettre écrite au centre du rectangle étant relative à l'extrémité du côté sur laquelle la roue est centrée ([1]). Dans ces conditions, le schéma (8), dans lequel les roues en prise sont séparées, pour plus de clarté, par un trait gras, est la traduction graphique de ce que nous venons de dire. Il montre que l'établissement des liaisons nécessite deux étages d'engrenages.

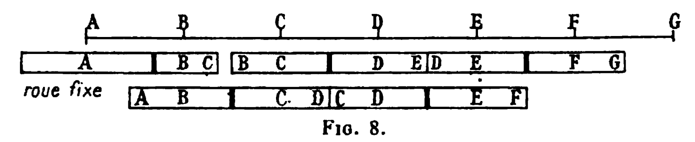


Fig. 8.

De l'examen de ce schéma, il est aisé de conclure la forme des pièces à construire, en limitant les roues d'engrenage à leur partie utile.

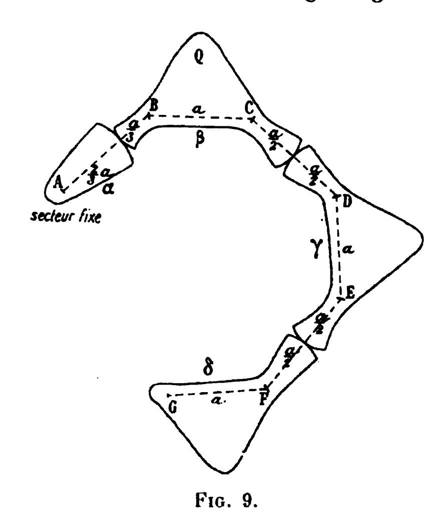


Fig. 9.

1° *Pièces de l'étage supérieur.* — La roue fixe se réduit à un secteur de rayon $\frac{2}{3}a$ (pièce α, *fig.* 9) ([2]).

([1]) Par exemple, la notation | A B| représente une roue calée sur AB et centrée en A, la notation |A B | représente une roue calée sur AB et centrée en B.

([2]) Dans cette figure et dans la *fig.* 10, on s'est contenté de représenter les engrenages par leurs circonférences primitives.

On peut donner à la pièce entraînée par BC la forme indiquée *fig.* 9 (pièce β), dans laquelle Q est un appendice sur lequel on montera une plate-forme, de hauteur convenable, destinée à supporter le prisme de base BC.

Les pièces entraînées par les côtés DE et FG sont représentées, sur la *fig.* 9, respectivement en γ et en δ.

L'ensemble de la *fig.* 9 montre la position relative des pièces de l'étage supérieur des engrenages [1].

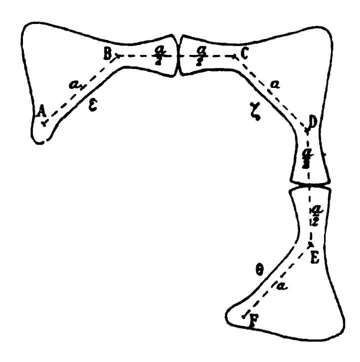


Fig. 10.

La *fig.* 10 représente en ε, ζ et θ les pièces respectivement entraînées par les côtés AB, CD et EF de la ligne polygonale (*fig.* 7), avec leurs positions relatives, dans l'étage inférieur des engrenages.

Les deux étages d'engrenages sont réunis par des axes implantés dans les pièces de l'étage supérieur en A, B, C, D, E, F et passant à travers les pièces de l'étage inférieur aux points correspondants.

Un spectroscope, fondé sur les considérations qui viennent d'être développées, a été réalisé mécaniquement, pour les collections de l'École polytechnique, dans les ateliers de M. Jobin. Dans cet appareil, dont le fonctionnement est irréprochable, les pièces mobiles sont montées sur des roulettes qui se déplacent sur un plan de fonte de fer. Des ressorts antagonistes maintiennent les dents en prise constamment en contact, et suppriment entièrement le temps perdu des engrenages. On passe d'une région à l'autre du spectre en tournant une vis qui entraîne un curseur relié à la pièce δ (*fig.* 9)

---

[1] La pièce δ ne portant qu'un demi-prisme, il peut y avoir intérêt à supprimer la moitié de la partie de cette pièce, à gauche de F, pour que le train ne soit pas gêné dans ses déplacements.

subissant les plus grands déplacements. Enfin la direction fixe dans laquelle doit être installé le collimateur a été rendue parallèle, par construction, à l'un des côtés du socle sur lequel sont montées toutes les pièces, afin de pouvoir la retrouver sans tâtonnements.

Comme je l'ai dit, on peut diminuer à volonté la dispersion, en transportant le prisme de 30° à la place de l'un ou l'autre des prismes de 60° composant le train. Mais, si le nombre maximum des prismes de 60° dont on dispose est inférieur à cinq, il y a lieu de simplifier la construction de l'appareil.

Voici quelques indications à cet égard :

1° Le train se compose de quatre prismes de 60° et d'un prisme de 30°, avec face réfléchissante, au bout de la chaîne.

L'étage supérieur des engrenages comprend (*fig.* 9) les pièces α, β et γ, cette dernière étant modifiée en E comme la pièce δ l'est en G.

L'étage inférieur des engrenages comprend (*fig.* 10) les pièces ε, ζ et θ sans changements ;

2° Le train se compose de trois prismes de 60° et du prisme de 30°, avec face réfléchissante.

L'étage supérieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent, savoir α, β et γ modifiée.

L'étage inférieur des engrenages comprend la pièce ε et la pièce ζ, cette dernière modifiée en D comme θ l'est en F ;

3° Le train se compose de deux prismes de 60° et du prisme de 30°.

L'étage supérieur des engrenages comprend la pièce α et la pièce β, cette dernière modifiée en C comme δ l'est en G.

L'étage inférieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent ;

4° Le train se compose d'un prisme de 60° et du prisme de 30°.

L'étage supérieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent.

L'étage inférieur comprend la seule pièce ε, modifiée en B comme θ l'est en F.

Au cas où l'on aurait des raisons spéciales de vouloir commencer le train de prismes par un prisme fixe de 30°, avec incidence normale, les pièces α et β devraient être modifiées. Il faudrait donner au secteur fixe α un rayon égal à $\frac{a}{2}$, de même qu'au secteur denté de centre B de la pièce β.

Au cas, enfin, où l'on voudrait supprimer le prisme de 30°, avec face réfléchissante, à la fin du train, et le remplacer par un miroir, il faudrait modifier les rayons des secteurs en prise qui relient le support de ce miroir au reste du train. Le rayon du secteur du support devrait être égal à $\frac{2a}{3}$ et le rayon du secteur en prise devrait être égal à $\frac{a}{3}$, comme on l'a déjà vu.

Spectroscopes ordinaires (sans autocollimation). — Au lieu de terminer le train de prismes par une surface réfléchissante, on peut le terminer par un prisme de 30°, non argenté, ou un prisme de 60°. Dans l'un et l'autre cas, la lumière sort du train et peut être reçue dans une lunette. On obtient, de la sorte, un spectroscope à collimateur fixe, mais la position de la lunette, pour le minimum de déviation, change avec la longueur d'onde.

La variation de la déviation du faisceau étant proportionnelle à la variation de l'angle de la ligne polygonale formée par les bases des prismes, le système de liaisons à engrenages permet facilement de donner une direction fixe au faisceau, à sa sortie du train de prismes. Il faut, à cet effet, le faire tomber sur un miroir mobile, dont la monture est reliée à celle de l'avant-dernier prisme du train par des roues dont les nombres de dents présentent un rapport tel que la variation de l'angle de ce miroir avec une direction fixe soit égale à la moitié de la variation de la déviation du faisceau. Les rayons sont ainsi réfléchis dans une direction invariable, mais ils se déplacent latéralement.

Le moyen le plus simple d'obtenir un spectroscope, sans retour de rayon, à collimateur et à lunette fixe, consiste à employer deux étages de prismes identiques superposés et participant au même mouvement, comme le faisait Thollon, et à faire passer le faisceau d'un étage à l'autre, par deux réflexions. Dans cette disposition, le collimateur et la lunette d'observation sont superposés l'un à l'autre.

En terminant, je ferai remarquer que le système de liaisons à engrenages qui a été décrit dans le présent travail permet de déformer automatiquement une ligne polygonale, de façon que ses angles varient de quantités présentant des rapports quelconques, ses côtés pouvant d'ailleurs avoir des valeurs toutes différentes.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DES SOLÉNOIDES POUR DES COURANTS DE HAUTE FRÉQUENCE [1].

(3e NOTE,

Travail de l'Institut de Physique de Pise (Direct. . A. Battelli);

Par M. A. BATTELLI.

Pour vérifier expérimentalement la formule précédemment établie (formule 9) qui lie la durée d'oscillation T à la résistance, j'ai fait des mesures avec des solénoïdes de fil de cuivre. Chacun d'eux était introduit dans un calorimètre spécial (*fig.* 1) formé par un cylindre de verre fermé à sa partie inférieure et se prolongeant en haut par

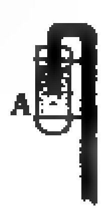


Fig. 1.

un tube de verre capillaire. Aux deux extrémités du solénoïde étaient soudées (soudure d'argent) deux électrodes de platine d'une longueur de 1 centimètre environ. Ces électrodes étaient soudées au feu au cylindre de verre. Le tube capillaire était recourbé en

[1] Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, pp. 559, 701; 1907.

haut en forme de siphon et l'extrémité libre pouvait plonger dans un petit verre A. Le réservoir cylindrique du calorimètre était maintenu verticalement à l'intérieur d'un isolateur à vide, à double paroi et argenté. L'argenture manquait le long de deux bandes longitudinales très étroites, qui formaient deux fenêtres pour l'inspection directe de l'intérieur. Dans le cas présent, ces fenêtres avaient l'avantage d'empêcher la formation des courants de Foucault dans la couche d'argent.

La communication avec l'extérieur était établie, à l'électrode supérieure, au moyen d'un fil métallique court et flexible, et à l'inférieure au moyen d'un peu de mercure. Dans ce mercure plongeait un ruban vertical de cuivre, comme on le voit sur la figure.

La circulation de l'air entre l'intérieur de l'isolateur à vide et l'air ambiant était empêchée par quelques tampons de laine qui bouchaient l'orifice de l'isolateur. De cette façon la protection contre l'air ambiant était de beaucoup supérieure à celle que (toutes choses égales d'ailleurs) l'on avait avec les appareils employés par Magri et moi dans le travail précédent.

Outre ces calorimètres à solénoïde, on en employa aussi deux faits de la même manière et contenant, au lieu de solénoïde, un mètre de fil rectiligne, tendu d'une extrémité à l'autre du tube calorimétrique.

Ils étaient aussi protégés du milieu ambiant par un long isolateur à vide.

Les dimensions des différents calorimètres étaient les suivantes :

Calorimètres à solénoïde.

	Solénoïde 1	Solénoïde 2	Solénoïde 3	Solénoïde 4
Epaisseur du fil, cm.............	0,078	0,078	0,097	0,097
Diamètre extérieur des spires, cm.	1,52	1,52	1,72	1,72
Nombre total des spires.........	188	104	163	91
Longueur du solénoïde, cm.....	24,5	25,0	24,5	24,5

Calorimètres à fil rectiligne.

	Calorimètre I	Calorimètre II
Épaisseur du fil, cm.................	0,078	0,97
Longueur totale du fil, cm...........	105	105

Quelques heures avant le commencement de l'expérience, on abaissait le petit verre A et, en chauffant avec les mains le réservoir cylindrique du calorimètre, on chassait de l'extrémité du tube capillaire

une certaine quantité de toluol. On attendait alors que le ménisque du liquide dans le tube fut descendu presque jusqu'à sa base, et on commençait alors l'expérience.

La position générale des appareils est représentée schématiquement par la *fig.* 2.

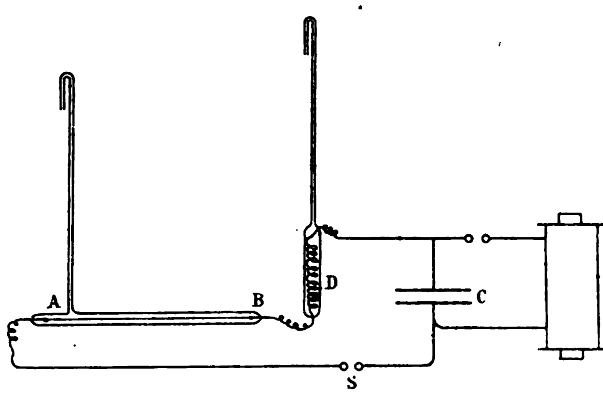


Fig. 2.

Un calorimètre à fil rectiligne AB et un autre à solénoïde D formé par un fil de la même épaisseur étaient placés en série et constituaient le circuit de décharge d'un condensateur C. Dans ce circuit, on faisait passer plusieurs décharges consécutives; le nombre de ces décharges variait d'un cas à l'autre, de manière à avoir dans les deux tubes capillaires des déplacements de plusieurs millimètres dans le ménisque liquide. Les lectures des positions du ménisque étaient faites à distance, au moyen d'une lunette, sur une échelle graduée en millimètres et fixée au tube capillaire. Les lectures se faisaient à des intervalles égaux et de minute en minute. La production des décharges avait lieu entre deux lectures consécutives et durait en général trente secondes environ.

On tenait compte des échanges de chaleur entre les calorimètres et les isolateurs à vide, soustrayant (algébriquement) du déplacement constaté en chaque minute la moyenne des deux déplacements qui avaient été constatés dans la minute précédente et la minute suivante.

J'ai fait par ces moyens un grand nombre de mesures en variant la période d'oscillation des décharges en changeant la capacité élec-

trostatique placée dans le circuit de décharge. A cet effet je disposais des condensateurs suivants que je mettais successivement à l'endroit marqué C dans la *fig.* 2 :

1° Le condensateur (dont j'ai déjà parlé ci-dessus) formé de 24 plaques de verre recouvertes d'étain et d'une capacité d'environ 0,06 microfarad ;

2° Deux condensateurs à air ayant respectivement la capacité de 0,007976 et 0,007885 microfarad. Ils furent employés soit réunis en quantité, soit réunis en cascade ;

3° Un condensateur formé par une seule lame de verre ayant les mêmes dimensions que celles employées pour le condensateur n° 1.

Je pouvais ainsi, pour chaque solénoïde, faire varier dans le rapport approximatif de 1 à 6 la période d'oscillation, en réalisant en tout quatre périodes différentes.

Dans le tableau final sont résumés les résultats des expériences. Les nombres des colonnes 3 et 4 sont les moyennes de nombreuses déterminations concordantes entre elles entre les limites de 3 0/0.

Les quantités de chaleur sont mesurées par une unité conventionnelle qui correspond à la chaleur développée dans chaque calorimètre par un courant de 1/2 ampère traversant le circuit en trente secondes. De sorte que, en faisant le quotient entre les nombres de ces deux colonnes, les longueurs des fils placés dans le calorimètre à solénoïde et dans celui à fil rectiligne n'entrent plus en ligne de compte. Ce quotient, inscrit dans la colonne 5, donne directement le rapport entre la résistance R du solénoïde et la résistance qu'aurait le fil qui le forme s'il était étendu en ligne droite.

La période d'oscillation T, dans le cas où le circuit de décharge était formé par le solénoïde 1 et par le fil rectiligne I, a été mesurée directement, en photographiant les étincelles, par la méthode du miroir tournant. Il en fut de même pour chacun des quatre condensateurs qu'on plaçait dans le circuit de décharge.

Des rapports mutuels des quatre périodes se rapportant à ce cas, on a déduit la valeur des rapports des quatre périodes correspondantes se rapportant au cas où l'on répétait les déterminations, en changeant seulement les calorimètres placés dans le circuit. La connaissance de ces rapports, dans mon cas, pouvait remplacer celle des valeurs absolues des périodes mêmes, car il me suffisait de déterminer à un coefficient de proportionnalité près, les expressions inscrites dans la dernière colonne. C'est ainsi que, pour la

confirmation de mes résultats théoriques, je n'ai cherché qu'à vérifier la constance de l'expression $\frac{R}{R'}\sqrt[4]{T}$, mais non la valeur absolue de l'expression même.

C'est pour cette raison que, dans la 2e colonne, les périodes sont données avec des facteurs constants k, k', k'', ... indéterminés.

Résistances comparées	Période d'oscillation des décharges	Chaleur développée dans le solénoïde	Chaleur développée dans le fil rectiligne	$\frac{R}{R'}$	$\frac{R}{R'}\sqrt[4]{T}$
1 avec I	$8,2 \times 10^{-6}$	2,01	1,27	1,58	$2,67 . 10^{-\frac{3}{2}}$
	$4,5 \times 10^{-6}$	2,04	1,15	1,77	$2,59 . 10^{-\frac{3}{2}}$
	$2,3 \times 10^{-5}$	2,09	1,03	2,00	$2,50 . 10^{-\frac{3}{2}}$
	$1,4 \times 10^{-5}$	2,76	1,20	2,30	$2,51 . 10^{-\frac{3}{2}}$
2 avec I	$8,2 \times k$	1,56	1,30	1,20	$2,03 \sqrt[4]{k}$
	$4,5 \times k$	1,43	1,10	1,30	$1,89 \sqrt[4]{k}$
	$2,5 \times k$	1,89	1,22	1,55	$1,91 \sqrt[4]{k}$
	$1,4 \times k$	1,57	0,94	1,67	$1,82 \sqrt[4]{k}$
3 avec II	$8,2 \times k'$	2,20	1,43	1,54	$2,60 \sqrt[4]{k'}$
	$4,5 \times k'$	1,70	0,97	1,75	$2,55 \sqrt[4]{k'}$
	$2,5 \times k'$	1,91	0,95	2,01	$2,47 \sqrt[4]{k'}$
	$1,4 \times k'$	2,68	1,14	2,35	$2,56 \sqrt[4]{k'}$
	$8,2 \times k''$	1,27	1,08	1,18	$2,00 \sqrt[4]{k''}$
	$4,5 \times k''$	1,25	0,94	1,33	$1,94 \sqrt[4]{k''}$
	$2,3 \times k''$	1,73	1,18	1,47	$1,69 \sqrt[4]{k''}$
	$1,4 \times k''$	1,67	0,98	1,71	$1,86 \sqrt[4]{k''}$

En observant les chiffres de la dernière colonne, on voit que la proportionnalité du rapport $\frac{R}{R'}$ à la racine quatrième de la fréquence peut être considérée comme vérifiée avec une approximation voisine de celle que l'on peut exiger dans de telles mesures expérimentales.

Il est probable que l'amortissement des oscillations complique notablement le phénomène et empêche une meilleure concordance entre la théorie et l'expérience.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXIII, nos 1, 2, 3, 4, 5, 6 et 7; 1907.

OTTO LUMMER. — Die « Interferens Kurven gleicher Neigung » im polarisierten Lichte (Les courbes d'interférence « d'égale incidence » en lumière polarisée). — P. 49-63.

Les franges des lames de verre à faces parallèles recevant des rayons d'incidence déterminée se distinguent des anneaux de Newton en ce qu'elles sont des franges d'égale incidence, et non des franges d'égale épaisseur. Après avoir rappelé les travaux antérieurs sur ce sujet [1] et la formule d'Airy, donnant

$$I = \frac{4\sigma^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}}{(1 - \sigma^2) + 4\sigma^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}}$$

en fonction du coefficient de réflexion σ^2 et de la différence de phase β de deux rayons voisins, l'intensité en un point où sont réunis *tous les rayons* réfléchis dans une même direction par les deux faces de la lame, l'auteur indique comme moyen le plus sûr d'avoir sensiblement la « netteté d'Airy » $\left(\text{quand } \sigma = 1, \text{ on a } I = 0 \text{ aux minimums où } \sin \frac{\beta}{2} = 0, \text{ et } I = 1 \text{ aux maximums où } \sin \frac{\beta}{2} = 1\right)$ l'emploi d'une lame d'air très mince et assez longue, au voisinage immédiat de l'incidence de réflexion totale. L'expérience, en lumière polarisée, est disposée comme l'indique la *fig.* 1.

En observant sans oculaire, on aperçoit les pinceaux séparés par les réflexions successives, c'est-à-dire une série d'images voisines de l'ouverture S_1 ; on voit alors ces images changer d'intensité quand on tourne l'analyseur, et s'éteindre les unes après les autres ou par groupes. En observant avec un oculaire, on croit voir se déplacer le système de franges qui se forme au plan focal de la lunette (sauf si le polariseur est parallèle ou perpendiculaire au

[1] HAIDINGER, *Pogg. Ann.*, t. LXXVII, p. 219; 1849; et t. XCVI, p. 453; 1855; — MASCART, *Ann. de Chim. et Phys.*, t. XXIII, p. 128; 1871; — O. LUMMER, *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 90; 1885; — BOULOUCH, *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 316; 1893; — PÉROT et FABRY, *Ann. de Chim. et Phys.*, 7e série, t. XII, p. 459; 1897; — LUMMER, *Sitzungsber. d. Berl. Ak.*, 3 mai 1900, p. 504, et *Verhandl. d. Deutsch-Phys. Ges.*, III, no 7, p. 85; 1901; — LUMMER et GEHRCKE, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 527; 1905.

plan d'incidence). En réalité, on voit changer la distribution de l'intensité entre maximum et minimum, la valeur absolue des maximums et leur nombre.

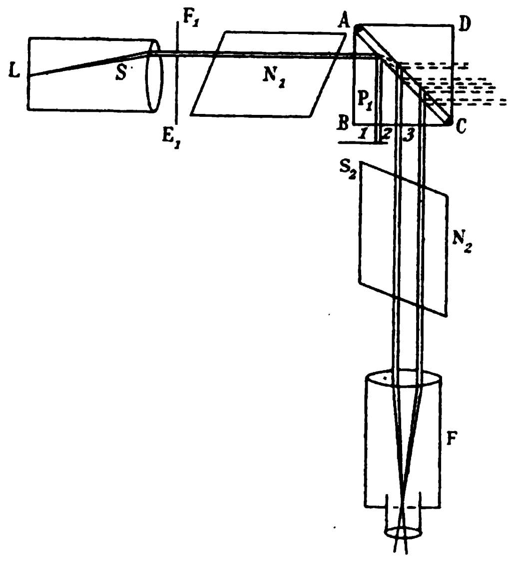


FIG. 1.

S, collimateur à fente largement ouverte; S_1, diaphragme de très petite ouverture; N_1, nicol polariseur; ABC, ACD, prismes rectangles, la face hypoté-nuse de P_1 a reçu une couche d'argent transparente, qu'on a ensuite enlevée sauf deux bandes étroites en A et C; S_2, écran pour arrêter le premier faisceau; N_2, nicol analyseur; F, lunette.

La théorie peut être faite en se donnant l'orientation du polariseur et celle de l'analyseur (δ) par rapport au plan d'incidence, évaluant les amplitudes des rayons successifs dans le plan d'incidence et dans le plan perpendiculaire, projetant sur l'analyseur et sommant de 1 à ∞. Le mémoire contient, en outre, des résultats numériques relatifs aux valeurs de $\sin \frac{\beta}{2}$: 0,05; 0,1; ...; 0,9; 1, pour différentes valeurs de l'incidence de 88° à 89°30′ et différentes orientations de l'analyseur, le polariseur étant à 45° du plan d'incidence. On en déduit trois types de franges : pour $\delta = 40°$, lignes noires très fines; pour $\delta = 120°$, lignes noires estompées légèrement; pour $\delta = 140°$, lignes noires fines séparées d'un fond presque noir par deux raies légèrement lumineuses.

P.-H. EYKMANN et A.-P.-H. TRIVELLI. — Ueber die Lichteinwirkung auf photographische Platten (Action de la lumière sur les plaques photographiques). — P. 199-203.

C'est la surface seule de l'émulsion qui noircit, les parties profondes restent blanches (Neuhauss, Scheffer, Lehmann) ; mais, si l'on recouvre d'une nouvelle couche d'émulsion la moitié d'une plaque sèche, et si on l'expose ensuite soit à la lumière ordinaire, soit aux rayons Röntgen, la moitié recouverte de deux couches d'émulsion est plus noire que l'autre, et la couche inférieure est attaquée aussi bien que la couche unique de la partie laissée intacte. Les auteurs attribuent ce fait à ce que la *surface relative* de l'émulsion a augmenté ; ils indiquent, comme le meilleur moyen d'utiliser une quantité donnée d'émulsion, de la répartir en plusieurs couches minces, et comme procédé le plus pratique de réalisation, la pulvérisation de l'émulsion sur des plaques refroidies à 0°.

N° 2.

OTTO SCHÖNROCK. — Zur Abhänghigkeit der Breite der Spectrallinien vom Druck (Sur la relation entre la largeur des raies spectrales et la pression). — P. 209-226.

Dans un travail antérieur[1], l'auteur a montré que la théorie cinétique des gaz donne une formule acceptable pour le calcul de la demi-largeur δ d'une raie (variation de la longueur d'onde correspondant à une diminution des $\frac{9}{10}$ pour l'intensité de la raie), soit :

$$\delta = A\lambda_0 \sqrt{\frac{T}{m}},$$

où A est une constante, λ_0 la longueur d'onde, T la température absolue, *m* la masse atomique de la vapeur incandescente. Il poursuit aujourd'hui son analyse et recherche si les chocs entre atomes suffisent à expliquer l'élargissement des raies par la pression. La théorie des gaz appliquée à cette étude conduit, pour la demi-largeur, à la relation :

$$\delta_1 = A' \frac{\lambda_0^2}{L} \cdot \sqrt{\frac{T}{m}},$$

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 472.

où L représente le libre parcours moyen de l'atome rayonnant. La largeur vraie pouvant être exprimée par $\delta + \delta_1$, sa mesure permet d'atteindre le libre parcours moyen. Les nombres trouvés *ne sont pas du même ordre de grandeur que les nombres donnés par la théorie cinétique des gaz*, et indiquent un libre parcours plus petit.

La seule explication acceptable du désaccord serait l'hypothèse d'électrons libres, intervenant comme les atomes eux-mêmes pour diminuer le libre parcours par leurs chocs contre les atomes. En appliquant à un mélange d'atomes et d'électrons les lois relatives aux mélanges de gaz, on arrive à réaliser à peu près la concordance.

Il n'est pas actuellement possible de décider si, au-dessous de 400 millimètres de pression, la largeur des raies est due principalement au mouvement et aux chocs des atomes. On peut seulement affirmer qu'ils interviennent, ainsi que les électrons, et que le principe de Doppler envisagé seul conduit à des températures beaucoup trop élevées (de l'ordre de 260 000 degrés !).

ERNST GIESING. — Untersuchungen ebener Reflexionsbeugungsgitter mit Rücksicht auf ihre Brauchbarkeit zur absoluten Messung von Lichtwellenlängen (Expérience sur les réseaux plans à réflexion, au point de vue de leur utilisation pour les mesures absolues de longueurs d'ondes lumineuses). — P. 333-364 (Dissertation de Tübingen).

Eu égard aux causes d'erreur inhérentes à leur construction (irrégularités de tracé dues aux imperfections de la machine à diviser, à l'usure du diamant, à la déformation de la surface par la pression exercée par l'outil, à la variation de la température pendant la durée de la division), Kayser limite à 0,1 ångström la précision que peuvent donner les réseaux.

L'auteur évalue à 0,02 ångström la précision qu'il a pu atteindre avec deux bons réseaux tracés par Rowland, dont la surface rayée avait respectivement 78 et 79 millimètres de longueur environ, et dont la constante (déterminée avec une approximation de 0,0002 μ) était sensiblement la même pour les deux, et très voisine de 25 μ. De fait, les deux réseaux ont fourni pour la raie verte 5 460 du mercure : le meilleur des deux, $5460,78_5$, et l'autre, $5460,75_3$ ångströms; tandis que Pérot et Fabry indiquent 5 460,768.

Les irrégularités des réseaux utilisés ont été étudiées par la mé-

thode suivante, envisagée par Bell([1]), mais qu'il ne semble pas avoir réussi à appliquer.

Le réseau étant installé sur la plate-forme du spectromètre obliquement à l'axe d'une lunette autocollimatrice dont l'oculaire portait une fente parallèle aux traits et éclairée par de la lumière homogène, on mettait l'image au point sur le réticule, puis on substituait à l'oculaire un objectif qui projetait l'image sur une pellicule photographique. Contre le réseau était disposée une fente fixe démasquant environ 200 traits, guidée par une glissière, et que l'on pouvait déplacer d'une extrémité à l'autre du réseau au moyen d'un cordon rattaché par l'intermédiaire d'une poulie à un axe permettant de faire tourner le rouleau de la pellicule. On photographiait : 1° l'image de la fente donnée par le réseau tout entier ; 2° les images successives correspondant aux positions successives de la fente devant le réseau ; 3° l'image donnée par le réseau entier, après qu'on l'avait fait tourner de 60 secondes autour de l'axe de la plate-forme.

On pouvait alors évaluer en secondes, au moyen de mesures prises sur la pellicule développée, les distances de l'image fournie par le réseau tout entier aux images fournies par chacune de ses parties.

Ces différences, assez faibles, ne suivaient aucune loi, ce qui indiquait l'absence d'erreur systématique. L'ordre de grandeur de l'erreur dans la position de l'image étant, d'après la théorie, à peu près n fois plus grand avec la n^e partie du réseau qu'avec le réseau entier, cette étude a permis d'assigner à la précision des mesures la valeur indiquée plus haut ([2]).

N° 3.

V. DVOŘÁK. — Bemerkung zu der arbeit von W. Zernov : « Ueber absolute Messungen der Schallintensität » (Remarques sur le travail de W. Zernov : « Mesures absolues de l'intensité du son »). — P. 608-609.

Remarques sur l'emploi du manomètre ordinaire pour les mesures de surpression dans les colonnes d'air vibrantes ; rappel des moyens, précédemment indiqués par l'auteur, pour se mettre à l'abri des causes d'erreur dues soit à la vibration de l'air dans le tube du manomètre lui-même, soit à la production de tourbillons ([3]).

---

(1) *Americ. Journ. of Science*, 3e série, t. III, p. 357 ; 1888.

(2) Dans le fascicule 4 du même recueil (p. 798), l'auteur fait une rectification de détail qui ne change rien à ses conclusions.

(3) *Pogg. Ann.*, t. CL, p. 410 ; 1873 ; t. CLVII, p. 42 ; 1876 : — *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 536 ; 1887 ; — *Physik. Zeitschrift*, t. II, p. 490 ; 1901.

N° 4.

O. LUMMER et R. KYNAST. — Spektralapparat für Polarisations- und Phasendifferenzmessungen (Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différences de phase). — P. 721-725.

R. KYNAST. — Ueber die bei der Reflexion an isotropen, durchsichtigen Medien auftretenden Phasenverschiebungen (Sur les changements de phase produits par la réflexion sur des milieux isotropes transparents). — P. 726-748 (Diss. inaug. de Breslau).

Le premier mémoire donne la description et la photographie d'un appareil comprenant : un collimateur, dont la fente peut être réglée à $\frac{1}{100}$ de millimètre ; un prisme de Wadsworth pour disperser la lumière et la renvoyer dans un nicol à faces bien parallèles, dont la graduation donne la minute ; une plate-forme réglable pour les substances à étudier ; sur un bras mobile autour de l'axe de la plate-forme, un compensateur de Babinet de construction très soignée, muni d'un micromètre donnant le millième de division de son échelle ; un nicol analyseur dont la graduation donne, grâce à l'emploi d'oculaires micrométriques pour les lectures, 3″,6 ; une lunette dont l'objectif, semblable à celui du collimateur, peut être transformé en téléobjectif par l'interposition d'une lentille divergente, ce qui porte à 1 mètre sa distance focale. L'oculaire, pour rendre les mesures plus précises dans des directions très voisines, porte une fente mobile et réglable, permettant de réduire beaucoup le champ de vision.

Le second mémoire donne la description des mesures faites au moyen de cet instrument sur plusieurs prismes : un en silice amorphe, taillé de manière que le rayon limite traverse normalement les faces du dièdre droit (indice 1,4605 pour $\lambda = 546$ $\mu\mu$, mercure) ; deux de verre, rectangles, d'indices 1,5150 et 1,5188 ; un en flint lourd silicaté (79 0/0 PbO, 21 0/0 SiO^2), d'indice 1,9166 ; un en blende, d'indice 2,3902.

Les résultats sont les suivants :

1. La rotation du plan de polarisation et la différence de phase des deux composantes dans la réflexion ordinaire, dans l'air, sur des milieux isotropes transparents dans l'état *naturel* (¹), vérifient, pour

(¹) Comme les fournit le constructeur, et après un nettoyage soigné de la surface.

les faibles valeurs de l'indice de réfraction, la formule établie par Drude ([1]). Pour les substances plus réfringentes, la formule n'est qu'approchée, parce que l'épaisseur de la courbe superficielle ne peut plus être considérée comme très petite vis-à-vis de la longueur d'onde ; l'angle d'incidence principale et l'angle de polarisation sont constamment inférieurs à l'angle de Brewster.

2. Une couche de paraffine épaisse de plusieurs longueurs d'onde, disposée à la surface d'un milieu transparent isotrope, agit sur la différence de phase et la rotation du plan de polarisation comme s'il n'y avait qu'une couche extraordinairement mince en comparaison de la longueur d'onde.

3. A la limite de la réflexion totale, la différence de phase n'est pas égale à $-\pi$, mais diffère de cette valeur d'une très petite quantité, qui ne devient nulle que dans la région de réflexion totale, comme il résulte de la formule de Drude.

4. La formule de Fresnel relative à la différence de phase des composantes principales dans le cas de la réflexion totale souffre une exception dans le cas de la silice amorphe employée et peut-être aussi des verres transparents à indice élevé ; il reste à rechercher si cette exception est due à une anisotropie des matières employées.

5. Les recherches de Quincke ([2]) sur l'ellipticité dans la réflexion totale sur les lames minces ont été en partie justifiées ; on a constaté des écarts qui peuvent n'avoir pour cause que la différence des indices des deux milieux employés.

6. La théorie de L. Lorenz, bien que reposant sur une base mathématique inadmissible, donne cependant des résultats corrects quand on la développe. Si l'on essaie de l'établir sur des bases rigoureuses, on se heurte à des difficultés mathématiques ; si l'on veut les éviter, il faut, pour représenter correctement les faits ([3]), introduire des restrictions importantes relativement à la nature physique de la couche superficielle.

P. Lugol.

---

[1]) Voy. *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 142 et suiv.; 1891. — La théorie explique le changement de phase par l'hypothèse d'une couche superficielle très mince.

[2]) *Pogg. Ann.*, t. CXXVII, p. 1 et 199; 1866.

[3]) L. Lorenz, *Pogg. Ann.*, t. CXI, p. 460-473: 1860. — Voir aussi Mascart, *Traité d'optique*. t. II, p. 439; 1891 ; les conclusions de cet auteur, relatives au désaccord de la théorie et des faits, seraient donc erronées.

F. HENNING. — Ueber den Sättigungsdruck des Wasserdampfes (Pression de la vapeur d'eau saturée). — P. 609-631.

Thiesen a proposé la formule empirique :

$$(t + 273) \log \frac{p}{760} = 5,409\,(t - 100) - 0,508 \,.\, 10^{-8}\,[(365 - t)^4 - 265^4],$$

qui renferme, outre la température critique de l'eau, 365°, deux autres constantes.

Les résultats obtenus par les différents expérimentateurs ont été comparés directement à ceux que donne cette formule. Pour diverses pressions p, on détermine la différence entre la température observée t_{obs} et la température calculée t_{calc} ; puis, pour chaque expérimentateur, on trace une courbe en prenant pour abscisses t_{calc} et pour ordonnées $t_{obs} - t_{calc}$. Ensuite on reporte ces différentes courbes sur un même diagramme, en agrandissant les ordonnées dans le rapport de 1 : 5.

Cette méthode permet de déduire des données expérimentales existantes, entre 0° et 200°, des valeurs de la température correspondant à la pression de vapeur saturée, sur lesquelles l'erreur probable est inférieure à 0°,1.

Les volumes spécifiques calculés par la formule de Clapeyron d'après ces éléments doivent être exacts à quelques millièmes près.

F. HENNING. — Ueber die Ausdehnung fester Körper bei tiefer Temperatur (Dilatation des corps solides aux températures très basses). — P. 631-640.

A la température de l'air liquide (— 191°), la longueur des échantillons des divers métaux et verres étudiés est toujours plus petite que la longueur calculée en extrapolant les formules vérifiées aux températures élevées. Exception doit être faite pour le laiton.

H. GLASER. — Ueber die innere Reibung zäher und plastisch-fester Körper und Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes (Frottement interne des corps liquides ou solides plastiques et validité de la loi de Poiseuille). — P. 694-721.

On appelle solides plastiques ceux qui se comportent comme des corps solides proprement dits vis-à-vis des déformations rapides et comme des corps plastiques vis-à-vis des déformations lentes.

Pour l'essence de térébenthine, la validité de la loi de Poiseuille est, dans de larges limites, indépendante de la pression et, par conséquent, de la vitesse d'écoulement. La loi se vérifie pour les tubes d'une longueur supérieure à 6 centimètres : au-dessous, on trouve pour le coefficient de frottement η des valeurs trop fortes. Le diamètre du tube a une grande influence : quand il dépasse $0^{cm},08$, on obtient pour η de trop grandes valeurs. Le frottement interne diminue régulièrement quand la température s'élève, sans présenter de maximum ni de minimum.

En ajoutant à l'essence de térébenthine une proportion croissante de colophane, on finit par obtenir un corps solide plastique dont le frottement interne croît avec une extrême rapidité.

Par exemple avec :

80 0/0 de colophane........ $\eta = 9,2 . 10^6$
90 0/0 — .... $\eta = 4,7 . 10^{11}$

L'influence de la température est énorme : de 11°,8 à 7°,1, η devient 18 fois plus grand : la vitesse d'écoulement, le diamètre et la longueur du tube sont indifférents.

F.-W. ADLER. — Ueber die Formulierung des ersten Hauptsatzes für Gase (Sur l'énoncé du premier principe de la thermodynamique dans le cas des gaz). — P. 782-791.

L'équation caractéristique des gaz parfaits :

$$pv = RT,$$

renferme trois variables indépendantes, qui sont en général considérées comme ayant même importance. Cette équivalence n'existe pas cependant quand il s'agit de l'énergie interne que deux des variables suffisent à déterminer. Il en résulte qu'on doit modifier la signification et le nom attribués à divers coefficients ou expressions différentielles qui interviennent dans les calculs.

H. BRANDES. — Ueber die Dämpfung und Energie-ausnutzung einiger Senderanordnungen der drahtlosen Telegraphie (Amortissement et rendement en énergie de quelques dispositifs dans les transmetteurs de la télégraphie sans fil). — P. 640-659.

L'amortissement a été déterminé par la méthode de Bjerknes (courbes de résonance).

Dans les conditions de la pratique, le décrément logarithmique est notablement plus petit, pour une antenne linéaire, que le décrément calculé d'après la théorie d'Abraham pour une antenne tout à fait isolée dans l'espace. Le décrément de l'amortissement dû à la radiation peut être augmenté par l'emploi d'antennes multiples.

Dans le dispositif de Braun, le rendement en énergie est meilleur avec les antennes multiples : il convient d'employer une capacité aussi grande que possible pour atténuer les effets de la résistance de l'étincelle. Cette augmentation de capacité nécessite une réduction de la self-induction et, d'autre part, la multiplication des antennes exige un accroissement du degré de couplage des circuits : le dispositif le plus avantageux sera, par suite, celui de Braun à liaison directe et couplage par induction.

F. CONRAT. — Ueber Messung des Strahlungsdekrementes stabfämiger Leiter (Mesure du décrément d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige). — P. 659-694.

Le conducteur est disposé comme récepteur vis-à-vis d'un excitateur fermé dont l'amortissement (décrément γ) provient surtout de l'étincelle. En faisant varier la période de cet excitateur, on peut déterminer, par la méthode de Drude, la somme $\gamma_0 + \gamma_1 = \gamma$ des décréments du récepteur et de l'excitateur. Puis on élimine γ_0 à l'aide d'expériences faites sur un second résonateur dont le rayonnement et l'absorption sont pratiquement nuls.

Le rayonnement des conducteurs en forme de tige est influencé par le voisinage d'autres conducteurs : la grandeur de cette influence varie avec la position et la période propre de ces conducteurs. Le rayonnement est d'autant plus diminué que le conducteur parallèle a une période propre plus voisine de celle du récepteur considéré ; la diminution subsiste encore quand on relie le premier au sol.

On peut annuler le rayonnement du conducteur linéaire en en approchant suffisamment un autre conducteur parallèle et de même période ; cela permet d'installer facilement un dispositif propre à déterminer l'amortissement dû à la résistance.

Les conducteurs parallèles assez éloignés provoquent une augmentation du rayonnement. Par conséquent, il existe une distance pour laquelle le rayonnement est maximum ; cette distance est en gros égale à la longueur du récepteur.

K. BAEDEKER. — Ueber die elektrische Leitfähigkeit und die thermoelektrische Kraft einiger Schwermetallverbindungen (Conductibilité électrique et pouvoir thermoélectrique de quelques combinaisons des métaux lourds). — P. 749-767.

Les échantillons sont préparés en soumettant à l'action des vapeurs du métalloïde un dépôt de métal obtenu par ionoplastie. Examinés au microscope, ils paraissent tout à fait homogènes et compacts, ce que vérifie aussi l'étude de leurs propriétés électriques. On détermine leur épaisseur en pesant, à l'aide d'une balance micrométrique à fil de quartz, un fragment de surface connue.

Le sulfure de cuivre, l'oxyde de cadmium, le sulfure d'argent, l'oxyde cuivreux et l'oxyde cuivrique conduisent comme les métaux. Le plus conducteur est le sulfure de cuivre, qui est environ 100 fois plus résistant que le cuivre; le coefficient de température est voisin aussi de celui des métaux.

L'iodure cuivrique se conduit comme un électrolyte et est 30 fois plus conducteur que l'acide sulfurique à 30 0/0; le sulfure d'argent subit vers 175° une transformation et, de conducteur électrolytique, devient conducteur métallique; le séléniure d'argent est conducteur métallique au-dessus et au-dessous de sa température de transformation (133°).

Le pouvoir thermoélectrique en microvolts par degré est:

Pour Cu-CuS.............	7,33
CdO-Cu..............	30
Cu^2O-Pt.............	480

M. WIEN. — Ueber die Berechnung der Impulsbreite der Röntgenstrahlen aus ihrer Energie (Sur le calcul de la longueur d'impulsion des rayons de Röntgen déduite de leur énergie). — P. 793-798.

L'auteur admet, comme Van der Waals junior (1), que les électrons décrivent des trajectoires en zigzag. Le rayonnement des électrons ne peut se produire que là où ils subissent une perte de vitesse, c'est-à-dire aux sommets de la trajectoire.

On peut calculer ces pertes de vitesse en supposant qu'elles sont toutes égales entre elles et en déduire la longueur d'impulsion (jouant le rôle de la longueur d'onde). On est conduit à des valeurs beaucoup plus petites que celles admises par Haga et Wind.

M. Lamotte.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 735; 1907.

N° 5.

E. GRUNEISEN. — Die elastische Konstanten der Metalle bei kleinen Deformationen. I. Der dynamisch und statisch gemessene Elastizitätsmodul (Constantes élastiques des métaux pour les petites déformations. I. Module d'élasticité mesuré par la méthode dynamique et la méthode statique). — P. 801-852.

Les expériences ont porté pour la plus grande part sur des barreaux de métal faisant partie de la collection de l'Institut impérial et qui ont servi déjà aux mesures de Jaeger et Diesselhorst sur les conductibilités calorifiques et électriques.

Pour déterminer le module d'Young E, une première méthode consiste à mesurer la période des vibrations transversales des barreaux à extrémités libres. Lord Rayleigh, entre autres, a donné une théorie de ces vibrations.

Plusieurs corrections doivent être apportées aux résultats immédiats de l'expérience, à cause de l'énergie absorbée par les vibrations tournantes, du défaut d'uniformité de la section. Dans certains métaux, les vibrations sont extrêmement amorties, ce qui rend difficile la comparaison de hauteur avec le son du monocorde et limite beaucoup la précision des mesures.

Théoriquement, on peut aussi déduire le module d'élasticité de la période des vibrations longitudinales; mais, les barreaux étant courts (27 centimètres), la fréquence des vibrations est élevée, même pour le son fondamental (5 000 à 8 000 par seconde). Le seul procédé applicable à la détermination de cette fréquence est celui des figures de Kundt, mais il exige que les vibrations aient une grande amplitude, laquelle ne peut être réalisée que par un petit nombre d'échantillons.

Dans la méthode statique, on mesure l'allongement d'un barreau produit par une force connue. Étant donnée la grosseur des barreaux (1 à 2 centimètres de diamètre), on ne peut obtenir que de très petites déformations, si on n'emploie pas des forces énormes. Il en résulte certaines difficultés dans la mesure de ces déformations; mais, d'autre part, on obtient ainsi des valeurs du module plus voisines de celles qui répondent aux déformations infiniment petites et on s'affranchit de l'influence des déformations résiduelles.

Pour mesurer d'aussi faibles déformations avec une exactitude suffisante, on se sert de la méthode interférentielle. De part et

d'autre de l'axe du barreau se trouvent deux systèmes de lames demi-argentées parallèles; l'une des lames de chacun des couples est reliée à l'extrémité supérieure du barreau, l'autre à l'extrémité inférieure. On observe les franges de Haidinger produites dans ces systèmes par un faisceau lumineux convenablement choisi et le déplacement de ces franges quand on charge le barreau. En prenant la moyenne des déplacements observés des deux côtés, on élimine l'influence de la flexion.

Par suite de la sensibilité de cette méthode, il convient d'éviter les variations de température, ce qui est aisé, parce que chaque observation ne dure que quelques secondes.

Le procédé permet d'étudier la dilatation résiduelle : on a constaté que ces résidus se font sentir d'une manière appréciable sur l'un des systèmes avant qu'on ne les constate sur l'autre, ce qui est difficile à expliquer.

La différence entre les modules correspondant aux déformations adiabatiques et aux déformations isothermiques est très faible et ne saurait être déterminée que très difficilement.

Résultats. — Le module d'élasticité éprouve des variations notables suivant les traitements mécaniques ou thermiques subis par les métaux. Souvent le module reste le même, quand la densité n'a pas varié. Mais on observe aussi des changements du module, alors que la densité n'a pas subi de variation mesurable, quand le métal a été soumis à un effort exagéré. Ces changements sont en général faibles, mais accompagnés de résidus qui, notamment dans le fer et ses dérivés, peuvent être de très longue durée.

La présence de corps étrangers dans les métaux exerce en général une grande influence sur leur élasticité; la règle des mélanges n'est applicable que dans quelques cas particuliers. Le carbone combiné ne modifie guère le module d'élasticité du fer, tandis que le carbone libre le diminue fortement. De tous les corps étudiés jusqu'ici, c'est l'iridium qui possède le plus grand module d'élasticité (52 500 kg/mm²).

M. LAMOTTE.

R. KUCH et T. RETSCHINSKY. — Untersuchung über selektive Absorption im Quecksilberlichtbogen (Recherches sur l'absorption sélective dans l'arc au mercure). — P. 852-866. (Une planche hors texte, photographies de spectres.)

Ces recherches établissent que l'absorption intervient dans la

variation subie par l'intensité relative des diverses raies du spectre de l'arc quand on fait varier la charge. Deux lampes identiques, simples tubes de quartz de 20 millimètres de diamètre et 460 millimètres de longueur, fermés par des plaques parallèles soudées, sont munies de deux électrodes en forme de V, dans lesquelles plongent deux tiges de nickel scellées (l'électrode + a 15 millimètres de diamètre, et l'électrode — 10 millimètres). Les lampes, sous la même charge, sont distantes de 1^{m},50 et placées à 15 mètres du spectrographe; l'instrument est installé sur une plate-forme tournante munie de butoirs permettant d'orienter le collimateur parallèlement à l'axe de l'une des lampes, et perpendiculairement à l'autre; un miroir renvoyait la lumière de l'une des lampes dans le prisme à réflexion totale du spectrographe, de manière à amener les deux spectres l'un au-dessus de l'autre. L'exemple suivant fera comprendre la méthode de comparaison. Au moyen d'un diaphragme convenable placé en avant de la lampe *transversale* (T), on égalise les intensités de la raie verte 5461, par exemple; on voyait alors la double raie jaune 5769/90 beaucoup plus intense dans le spectre de la lampe *longitudinale* (L); 4358 (bleue) et 4047 (violette) ont à peu près la même intensité; toutes les autres raies sont plus intenses dans le spectre L, ainsi que le spectre continu (1); on modifie le diaphragme de manière à amener à l'égalité 5769/90; alors, 5461, 4358 et 4047 paraissent plus brillantes dans le spectre T; les autres raies restent plus brillantes dans le spectre L. On en conclut que 5461, 4358 et 4047 sont plus fortement absorbées. Pour l'ultra-violet, il fallait recourir à la photographie; on réglait les diaphragmes de manière que, pour un même temps de pose, l'intensité fût plus marquée avec la lampe T qu'avec la lampe L; les courtes poses permettaient alors de comparer les raies intenses, et les longues poses les raies les plus faibles. On a enfin recherché l'influence de la température seule, en comparant à l'une des lampes précédentes une lampe semblable, mais n'ayant que 10 centimètres de long, les deux lampes étant réglées à une même chute de potentiel par centimètre de longueur de colonne lumineuse, ce qui correspond à une même valeur de la pression de la vapeur (précaution nécessaire pour éviter l'élargissement des raies); la lampe courte recevait un courant plus intense que l'autre, ce qui lui donnait une température plus élevée.

(1) Voy. *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 415; 1907.

Les résultats, simplement qualitatifs, sont les suivants :

La lumière de la lampe *longitudinale* est beaucoup plus jaune et plus rouge que celle de la lampe *transversale*.

En général, dans toutes les séries, les ondes courtes sont moins absorbées que les longues.

Dans la première et la deuxième raie complexe de chacun des triplets de la première série secondaire, la composante la plus intense (qui est en même temps la plus réfrangible) est la plus fortement absorbée, ce qui est conforme à la loi de Kirchhoff.

L'élévation de la température augmente l'intensité relative des ondes courtes, ce qui est encore conforme à une conséquence de la loi de Kirchhoff.

Enfin l'existence précédemment constatée, d'un maximum de consommation suivi d'une diminution rapide, puis beaucoup plus lente, peut s'expliquer par le fait que, pour les charges correspondant à la diminution rapide, la raié double 5790/69, dont l'émission, ainsi que celle de la raie verte 5461, influence grandement le rendement total, est encore peu absorbée, tandis qu'au delà cette absorption augmente notablement.

P. Lugol.

K. von MOSENGEIL. — Theorie der stationären Strahlung in einem gleichförmig bewegten Hohlraum (Théorie du rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme). — P. 867-905.

Etude mathématique d'où l'auteur conclut qu'aucune hypothèse nouvelle n'est nécessaire pour mettre d'accord les lois du rayonnement dans une enceinte en mouvement avec l'électrodynamique et la thermodynamique.

B. MONASCH. — Ueber den Energieverlust im Dielektrikum in wechselnden elektrischen Feldern (Perte d'énergie dans un diélectrique soumis à des champs électriques alternatifs). — P. 905-942.

Quelle que soit l'origine de cette perte d'énergie, on peut toujours, pour le calcul, supposer le condensateur réel remplacé par un condensateur sans perte et une résistance placée en dérivation.

Le condensateur est disposé dans l'une des branches d'un réseau de Wheatstone : dans la branche conjuguée est un condensateur

sans perte avec une résistance en série ; dans les deux autres, deux résistances identiques. En cherchant les conditions pour que le pont ne soit traversé par aucun courant, on trouve que ces conditions sont indépendantes de la force électromotrice employée, si la perte d'énergie est proportionnelle au carré de cette force électromotrice.

Le raisonnement suppose que la force électromotrice est rigoureusement sinusoïdale, ce qui n'est pas le cas en général. Mais, si on emploie comme indicateur de courant le téléphone optique, qui n'est sensible qu'à des courants d'une période déterminée, on mesurera toujours la perte relative à cette période de la force électromotrice.

Il faut éliminer plusieurs causes d'erreur : les principales sont les charges qui se produisent dans les différentes parties du pont, les défauts d'isolement entre ces pièces, la capacité des rhéostats et autres éléments du circuit ou de ceux-ci vis-à-vis du sol, les pertes dans le condensateur de comparaison et les pertes par les effluves ou les aigrettes.

Si ces causes d'erreur sont éliminées, la perte d'énergie dans les diélectriques usuels (verre, ébonite, papier et jute imprégnés, caoutchouc, isolant des condensateurs Grisson) est proportionnelle au carré de la force électromotrice (de 1 000 à 10 000 volts). Les écarts de cette loi proviennent de l'influence de la température ou des décharges par aigrette.

Dans les câbles usuels, avec les fréquences employées d'ordinaire, la perte est proportionnelle à la capacité et à la fréquence.

L'importance de cette perte varie avec la nature du diélectrique : après la paraffine, les isolants pour lesquels elle a été trouvé le plus faible sont le flint et le jute imprégné.

F. KIEBITZ. — Interferenzversuche mit freien Hertzschen Wellen (Expériences d'interférence avec des ondes hertziennes dans l'espace libre). — P. 943-973.

Ces interférences sont produites par deux systèmes d'ondes provenant de deux sources différentes (ou d'un plus grand nombre).

Pour réaliser ces systèmes, on dispose deux fils parallèles, dans le plan desquels, en leur milieu, se trouve un petit excitateur. Cet excitateur est formé par un anneau en gros fil de cuivre, avec des coupures diamétralement opposées. La première sert à faire éclater les étincelles ; la seconde porte deux petits disques dont on peut faire

varier l'écartement et constituant un condensateur dont la capacité varie dans certaines limites. On règle cette capacité de manière qu'un tube à hélium, placé vers les extrémités des fils secondaires, s'illumine le plus vivement possible. La vibration de l'excitateur est alors en résonance avec la première vibration supérieure des fils secondaires. Il se trouve donc sur ceux-ci deux nœuds de potentiel, à un quart de leur longueur totale à partir des extrémités.

Les fils secondaires sont longs de 1 mètre et écartés de 5 centimètres. De chaque côté des nœuds de potentiel, à 2 1/2 centimètres de distance, on réunit les fils par des ponts soudés. Aux nœuds mêmes, l'un des fils est coupé, puis les extrémités obtenues soudées à deux fils verticaux, dirigés l'un vers le haut, l'autre vers le bas, et longs de 25 centimètres.

Le seul état vibratoire stable de ce système est celui dans lequel des nœuds de potentiel se forment au milieu des côtés des carrés ainsi obtenus et où l'amplitude est la même à tous les sommets. C'est ce que vérifie l'observation.

On explore le champ à l'aide d'un résonateur formé d'un fil rectiligne suspendu verticalement au bas d'une potence en bois, et de longueur telle qu'il soit accordé avec le secondaire (cette longueur est un peu inférieure à celle d'une demi-onde, à cause de la capacité du tube à hélium qui se trouve à l'extrémité supérieure du fil).

Avec ce dispositif, les deux antennes émettent des ondes dont la différence de phase est indépendante du temps et qui interfèrent complètement dans le plan de symétrie.

Le résultat est le même si on emploie des antennes multiples, disposées comme les génératrices d'un cône.

Si les antennes supérieures sont reliées aux extrémités, du même fil, les antennes inférieures aux extrémités de l'autre fil, elles vibrent synchrones et les ondes interfèrent dans le plan de ces antennes.

Un dispositif analogue au premier peut être réalisé avec un nombre quelconque d'antennes. Mais, par suite des dimensions trop exiguës de la salle, les expériences n'ont pu être effectuées dans ce cas qu'en employant des longueurs d'onde beaucoup plus petites, et le cohéreur comme indicateur.

L'accord des résultats d'observation avec ceux du calcul n'a été qu'approché, sans doute à cause des réflexions des ondes sur les murs. On a constaté seulement une notable diminution de l'intensité

à mesure qu'on augmente l'angle entre le plan des antennes et la droite joignant le résonateur à l'excitateur.

H. GIEGER. — Strahlungs-, Temperatur- und Potentialmessungen in Entladungsröhren bei starken Strömen (Mesures du rayonnement, de la température et du potentiel dans les tubes à décharge pour les courants intenses). — P. 973-1008.

Wehnelt a montré que, sur une cathode de platine recouverte d'oxyde de baryum, de calcium ou de strontium et fortement chauffée, la chute de potentiel cathodique est pratiquement nulle.

On peut, grâce à cette circonstance, faire passer dans un tube à décharges des courants de plusieurs ampères. Dans ces conditions :

1° Le rayonnement de la lumière positive est proportionnel à l'intensité du courant (jusqu'à 1 ampère dans l'air, l'azote, l'hydrogène); cette loi se vérifie pour le rayonnement total ou pour celui d'une longueur d'onde déterminée.

Le rendement lumineux est, pour l'azote, 18 fois plus grand que celui de la lampe Hefner.

2° La température de la lumière positive dans les tubes larges atteint et dépasse 1 000°; pour des courants relativement faibles, elle est à peu près proportionnelle à la puissance électrique. Elle décroît de l'arc vers les parois et, si la décharge est stratifiée, elle est plus élevée dans les strates lumineuses que dans les strates obscures, la différence atteint jusqu'à 50°.

Le champ électrique décroît quand l'intensité augmente vers une limite constante qu'il atteint d'autant plus tôt que la pression est plus basse.

H. LOHMANN. — Beobachtungen zur Herstellung und Messung hoher Spannungen (Observations sur la production et la mesure des tensions élevées). — P. 1008-1016.

Une batterie de cinq bouteilles de Leyde réunies en surface est chargée à une différence de potentiel qui est mesurée par la longueur d'étincelle. Puis, par le jeu d'un commutateur, les bouteilles sont mises brusquement en cascade et se déchargent à travers un second exploseur. Le rapport de transformation, c'est-à-dire le rapport des différences de potentiel dans les deux modes de liaison, se déduit des

longueurs d'étincelle : il est indépendant de la nature des électrodes.

On peut ensuite déterminer les différences de potentiel explosives correspondant au second exploseur en calculant, à l'aide des tables, celles qui correspondent au premier. Le rapport de cette différence à la longueur de l'étincelle dépend du temps employé à l'établir.

M. LAMOTTE.

N° 6.

MAX LAUE. — Zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen (Thermodynamique des phénomènes d'interférence). — T. XX, p. 365-378 ; t. XXII, p. 1-44.

Au point de vue thermodynamique, il ne peut être indifférent que les rayons convergents en un point soient ou non cohérents. On peut imaginer des phénomènes d'interférence dans lesquels il y aurait diminution de l'entropie, si on admet que l'entropie totale d'un système est la somme des entropies des différentes parties de ce système.

L'impossibilité de faire interférer des rayons qui ne sont pas cohérents est une hypothèse indispensable pour la validité du principe de l'entropie.

Mais, en s'appuyant sur les relations établies par Boltzmann entre l'entropie et les probabilités, on se convainc que l'addition des entropies partielles n'est pas applicable à des faisceaux cohérents, parce que ceux-ci ne sont pas indépendants l'un de l'autre.

La réflexion isotherme, c'est-à-dire la réflexion d'un faisceau de rayons sur un corps à la même température que la sienne, diminue la cohérence de ce faisceau relativement à un autre faisceau. Cette diminution de la cohérence entraîne un accroissement de l'entropie. Par conséquent, la réflexion isotherme, qui est réversible tant qu'on ne considère que le miroir et le faisceau réfléchi, cesse de l'être quand on fait intervenir un autre faisceau qui n'est pas tout à fait cohérent avec celui-ci.

Dans une enceinte à parois parfaitement réfléchissantes renfermant des corps diathermanes et des corps absorbants, l'uniformité de température n'est pas une condition suffisante pour que l'entropie soit maximum.

Lorsque le milieu est dispersif et non absorbant, on peut distinguer trois phases dans la propagation d'une onde. Dans la première phase, elle se propage avec la vitesse du groupe auquel elle appar-

tient, en subissant une variation de forme. La vibration f se transforme en :

$$f \cos\alpha + f' \sin\alpha,$$

où α est proportionnel au chemin parcouru : l'état des cohérences n'est pas modifié. Dans la deuxième phase, la dispersion provoque une variation croissante de la forme et, par suite, une diminution de plus en plus grande de la cohérence. Enfin, dans la troisième phase, l'onde est décomposée en une longue série de vibrations quasi sinusoïdales, dont la période ne varie plus que très lentement. Or des vibrations sinusoïdales, quelle qu'en soit l'origine, sont toujours susceptibles d'interférer. On pourrait donc faire interférer le rayonnement de deux corps différents et réaliser le mouvement perpétuel de deuxième espèce. Le deuxième principe de la thermodynamique exige donc que l'absorption et la diffusion du rayonnement soient complètes avant que la troisième phase soit atteinte.

Même la deuxième phase, d'après le principe de l'entropie, ne peut se réaliser sans que le rayonnement ne soit très affaibli. Imaginons en effet que de deux faisceaux cohérents, se propageant primitivement dans le vide, l'un traverse un milieu dispersif ; pendant la deuxième phase, la cohérence diminue et l'entropie croît. Faisons sortir ce faisceau dans le vide et traverser à l'autre la même épaisseur du même milieu dispersif : la cohérence et l'entropie reprendront leurs valeurs du début. Il y aurait donc diminution de l'entropie. Pour échapper à cette contradiction, il faut admettre une forte absorption.

H. BAERWALD. — Ueber die Absorption von Gasen durch Holzkohle bei Tiefentemperaturen (Fixation des gaz par les charbons de bois aux basses températures). — P. 84-108.

Les expériences ont porté sur les charbons faits avec le noyau de la noix de coco, avec l'écorce de cette noix, avec du bois de tilleul et avec la moelle de sureau. Le charbon est d'abord débarrassé des gaz qu'il renferme en le chauffant dans le vide. On constate qu'ensuite il absorbe d'autant plus de gaz qu'il a été porté à une température plus élevée.

Les diverses espèces de charbon citées ont à peu près la même densité réelle, mais des densités apparentes très différentes ; la plus grande est celle du charbon de noix de coco, dont les pores sont très

fins et la cassure d'aspect nacré ; le charbon de moelle de sureau présente au contraire des pores très grands et une texture très lâche.

La quantité de gaz absorbée ne varie presque pas quand on réduit le charbon en fragments plus petits : le temps nécessaire à l'absorption est d'autant plus faible que le gaz est plus léger et le charbon moins compact.

Quand on refroidit le charbon à une température très basse, l'absorption croît avec une extrême rapidité : elle devient jusqu'à trente fois ce qu'elle est à la température ordinaire, comme le montre le tableau ci-dessous.

H^2		Az^2		O^2		Air		CO^2	
T	Q	T	Q	T	Q	T	Q	T	Q
— 23	4,42	— 10	15	— 10	16,3	— 10	15,7	— 10	78,7
— 100	10,00	— 100	46,5	— 100	55,1	— 100	47,9	— 20	93,1
— 145	32,90	— 140	80,0	— 140	116,1	— 140	92,7	— 30	106,9
— 185	131,40	— 185	158,0	— 162	173,3	— 185	165,7	— 40	110,0

Ce tableau se rapporte au charbon de noix de coco.

Mais, pour les autres charbons, l'absorption augmente à peu près de la même manière quand on abaisse la température. Elle est la plus grande pour le charbon le plus poreux, celui de moelle de sureau.

Cette variation avec la température paraît être une propriété spécifique du charbon de bois : on ne la constate ni avec le palladium, ni avec l'amiante platinée.

R. LAEMMEL. — **Bemerkungen über die spezifische Wärmen fester Grundstoffe (Remarques sur les chaleurs spécifiques des corps simples).** — P. 44-61.

La loi de Dulong et Petit n'a aucune valeur générale : elle correspond seulement à ce fait qu'il existe un intervalle de température dans lequel les chaleurs atomiques des éléments sont toutes très voisines de 6,5.

Si on désigne par α le coefficient de dilatation cubique, par φ le volume moléculaire et par T la température absolue de fusion, on a sensiblement, comme plusieurs physiciens l'ont signalé déjà :

$$\alpha\varphi T = C^{te}.$$

(En réalité, le produit varie du simple au double : de 28000 pour

l'antimoine à 5 600 pour l'arsenic, précisément pour deux corps fort analogues à d'autres égards.)

K. ULLER. — Ueber dem Verdrängungswiderstand fester Körper in Gasen und Flüssigkeiten (Résistance de déplacement des corps solides dans les gaz et dans les liquides). — P. 179-196 (1er mémoire).

Si l'effet de l'entraînement et de la viscosité du fluide est négligeable, la résistance qu'offre le fluide est, d'après les expériences faites jusqu'ici, proportionnelle au carré de la vitesse.

L'auteur déduit de cette hypothèse un certain nombre de conséquences susceptibles de vérifications expérimentales.

F. HARMS. — Elektromagnetische Wellen an einem Draht mit isolierender zylindrischer Hülle (Ondes électromagnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante). — P. 44-61.

Etude théorique. Le long d'un fil entouré d'air, les ondes se propagent avec la vitesse de la lumière v ; si le fil est entouré d'un diélectrique indéfini dont le pouvoir inducteur est ε, cette vitesse devient $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon}}$. Si la couche de diélectrique a une épaisseur finie, la vitesse de propagation est comprise entre ces deux limites. On peut la calculer complètement, pourvu qu'on puisse considérer la conductibilité du fil comme très grande.

M. LAMOTTE.

SUR LE RÉGLAGE DES TRANSFORMATEURS A LA RÉSONANCE POUR LA PRODUCTION DES DÉCHARGES DISRUPTIVES [1];

Par M. BLONDEL.

Introduction. — On sait que, depuis plusieurs années, on emploie avec avantage pour la production des décharges à haute tension, concurremment aux bobines de Rhumkorff, des transformateurs alimentés par des courants alternatifs. Ce dispositif a été introduit d'abord par M. Tesla et M. d'Arsonval. Ils ont imaginé divers artifices pour éviter plus ou moins complètement la production d'un arc permanent à l'exploseur, notamment le soufflage par l'air (Tesla) et l'addition d'une self-induction sur le circuit primaire (d'Arsonval).

M. Abraham [2] a montré par la photographie des étincelles qu'un condensateur placé en dérivation aux bornes secondaires a pour effet de fractionner la décharge.

Plus récemment on a reconnu qu'il y a avantage à établir une résonance entre les self-inductions mises en jeu et la capacité placée aux bornes secondaires, par rapport à la fréquence des courants alternatifs employés [3]. Ce réglage est employé depuis quelques années dans plusieurs installations de télégraphie sans fil à l'étranger et même en France, et est surtout connu depuis un travail publié sur ce sujet par M. Seibt en 1904 [4].

Les maisons Gaiffe, en France, et Koch, en Allemagne, ont utilisé dès 1903 un montage analogue pour les transformateurs destinés aux usages de laboratoire ou médicaux, notamment pour les rayons Röntgen, et l'usage en est depuis lors assez répandu.

Mais il ne semble pas que la théorie du réglage à la résonance ait été faite jusqu'ici d'une manière complète.

Le but de cette note est d'expliquer l'utilité de ce réglage, de

(1) Communication présentée à la Société française de Physique, séance du 15 mars 1907.

(2) *C. R. de l'Académie des Sciences*, 1899, et *Société française de Physique*, 5 mai 1899.

(3) Personnellement, j'avais signalé dès 1902 au Service de la Télégraphie militaire, à l'occasion d'essais effectués en commun au phare des Baleines par ce Service et par le Service des Phares, le réglage à la résonance au moyen d'une self-induction primaire, comme application du phénomène connu sous le nom d' « effet Ferranti ».

(4) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 avril 1904, et *Eclairage électrique*, 30 juillet 1904.

montrer comment la résonance peut être provoquée à volonté par un réglage du circuit primaire ou par un réglage du circuit secondaire, ou par les deux à la fois, et comment on peut obtenir ces effets avec la plus grande intensité.

Caractères du régime varié. — Appelons e_1 et u_2 la *force électromotrice* primaire et la *différence de potentiel* aux bornes secondaires, communes avec celles du condensateur ; R_1 et R_2, les résistances des circuits primaire et secondaire ; L_1, L_2, leur self-inductance ; M, l'inductance mutuelle entre les deux circuits ; C, la capacité du condensateur ; c, la vitesse de pulsation $\omega = \frac{2\pi}{T}$ de la force électromotrice primaire. Nous écrivons immédiatement les équations bien

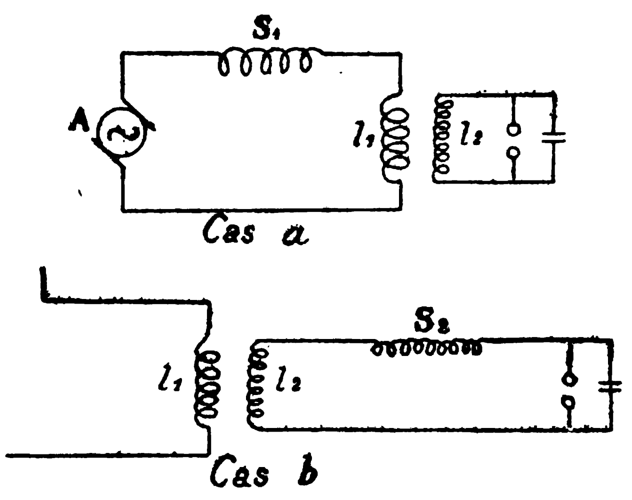


Fig. 1. — Schéma des deux cas-types extrêmes de composition des circuits dans l'emploi du transformateur à la résonance. Cas a : résonance par la self primaire ; cas b : résonance par la secondaire.

connues (1) et (2) des circuits primaire et secondaire, et nous y joignons l'équation (3) du courant de charge du condensateur :

$$R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} = e_1, \qquad (1)$$

$$R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + u_2 = 0, \qquad (2)$$

$$i_2 = C \frac{du_2}{dt}. \qquad (3)$$

En éliminant i_2 au moyen de cette dernière équation, nous obtenons les deux équations différentielles (4) et (5) contenant comme variables seulement le courant primaire et la tension secondaire :

$$(4) \qquad cL_2 \frac{d^2u_2}{dt^2} + CR_2 \frac{du_2}{dt} + u_2 + M \frac{di_1}{dt} = 0,$$

$$(5) \qquad cM \frac{d^2u_2}{dt^2} + L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 = e_1.$$

Si nous posons, pour obtenir l'intégrale générale des équations sans second membre,

$$(6) \qquad i_1 = Ae^{\delta t},$$

$$(7) \qquad u_2 = Be^{\delta t},$$

en appelant A et B deux constantes inconnues représentant les amplitudes des deux variables, et δ un coefficient inconnu de la forme $p + qi$, les deux équations se ramènent à la forme (8) et (9) :

$$(8) \qquad (L_2c\delta^2 + R_2c\delta + 1)B + M\delta A = 0,$$

$$(9) \qquad Mc\delta^2 B + (L_1\delta + R_1)A = 0.$$

Si l'on néglige le second membre et que l'on élimine A et B, l'équation (10) obtenue détermine δ à porter dans l'intégrale générale :

$$(10) \qquad (L_2c\delta^2 + Rc\delta + 1)(L_1\delta + R_1) - M^2c\delta^3 = 0.$$

Elle est du 3e degré et pourrait être résolue par la méthode de Cardon; mais l'écriture de la solution est trop compliquée pour se prêter à une discussion. Nous pouvons seulement constater que les termes ont tous leurs coefficients négatifs ainsi que L_1, L_2, M^2, et que, par conséquent, nous n'aurons que des racines réelles négatives ou imaginaires. La racine négative donne lieu à un phénomène apériodique de la forme (11) :

$$(11) \qquad u_2 = Pe^{-\lambda t}.$$

Les deux racines imaginaires sont conjuguées à partie réelle négative, et par leur combinaison représentent un phénomène oscillatoire amorti de la forme

$$(12) \qquad \mathfrak{U}_2 = Qe^{-\alpha t \pm j\beta t} = Qe^{-\alpha t} \sin(\beta t - \varphi),$$

en appelant α l'amortissement, β la vitesse de pulsation, φ le décalage de la phase, et j le symbole imaginaire $\sqrt{-1}$.

Chaque discontinuité tend donc à imprimer au système, dans son ensemble, une oscillation propre apériodique et une oscillation périodique amortie. Physiquement on conçoit aisément que l'oscillation apériodique est engendrée par le circuit secondaire contenant la capacité et se transmet au primaire par induction mutuelle, et que le régime apériodique correspond à la courbe d'établissement du courant dans le circuit primaire, modifiée dans une certaine mesure par la liaison avec le circuit secondaire.

On peut vérifier expérimentalement ces conclusions en relevant à l'oscillographe les courbes qui accompagnent une injection brusque de courant dans le circuit primaire, par exemple lorsqu'on relie brusquement ce circuit aux bornes d'un réseau à courant continu à

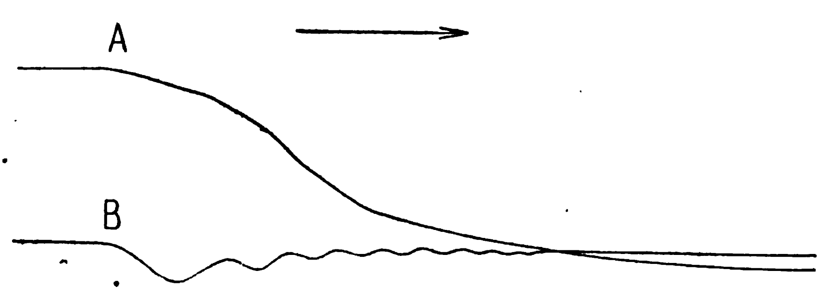


Fig. 2. — Oscillogramme du régime varié au moment de l'injection du courant continu à 110 volts dans le circuit primaire d'un transformateur avec de fortes fuites magnétiques produites par une self-induction en série avec le circuit primaire.

110 volts. La *fig.* 2 obtenue dans ces conditions montre une courbe d'établissement dans le circuit primaire, qui ne diffère de celle qu'on obtiendrait sans la présence du secondaire que par la superposition d'une faible oscillation, et par un coefficient d'amortissement un peu plus grand ; au secondaire apparaissent les oscillations non amorties s'enroulant autour d'une courbe de régime très amorti. On remarquera que, dans ces expériences, la fréquence des oscillations va en augmentant pendant l'établissement du courant par suite de l'hystérésis du fer, qui diminue sous l'influence de la saturation au fur et à mesure que le courant primaire va en augmentant. Cela nous montre en passant que la présence du fer complique tous les phénomènes des transformateurs à résonance; mais, pour ne pas compliquer trop l'analyse, nous la négligerons d'abord et nous attribuerons aux coefficients d'induction M, L_1, L_2 leurs valeurs

moyennes supposées connues dans les conditions d'emploi des appareils.

Supposons connus les coefficients P, Q, λ, α des termes oscillatoires de u_2 définis par (11) et (12). On peut en déduire immédiatement les termes correspondants des courants i_2, i_1, par les équations (3) et (1 *bis*) déduites de (1) par suppression du second membre :

$$(3) \qquad i_2 - C\frac{du_2}{dt} = 0,$$

$$(1\ bis) \qquad R_1 i_1 + L_1\frac{di_1}{dt} + M\frac{di_2}{dt} = 0.$$

Pour les termes apériodiques, en substituant la valeur (11) de u_2 :

$$u_2' = -\lambda P e^{-\lambda t},$$

on trouve :

$$(13) \quad i_2' = -\lambda C P e^{-\lambda t} = -\lambda C u_2',$$

$$(14) \quad i_1' = \frac{P}{\lambda M}(1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2)e^{-\lambda t} = \frac{(1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2)u_2'}{\lambda M}.$$

De même pour les termes périodiques, en substituant :

$$u_2'' = U_2'' e^{(-\alpha + j\beta)t}; \quad i_2'' = I_2'' e^{(-\alpha + j\beta)t}; \quad i_1'' = I_1'' e^{(-\alpha + j\beta)t},$$

on trouve en posant la même forme pour i_2 et i_1 :

$$(15) \qquad i_2'' = C(-\alpha + j\beta)u_2'' = -C\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, e^{-j\psi} u_2'',$$

avec :

$$(16) \qquad \operatorname{tang}\psi = \frac{\beta}{\alpha}.$$

L'équation (1 *bis*) permet d'ailleurs d'avoir entre i_1 et i_2, considérés comme variables soumises à des oscillations de fréquence $\frac{2\pi}{\beta}$ et d'amortissement α, la relation :

$$i_1''[R_1 + L_1(-\alpha + j\beta)] = -M(-\alpha + j\beta)i_2'' = M(\alpha - j\beta)i_2'',$$

où :

$$(17) \qquad i_1'' = \frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, M i_2'' e^{-j(\psi + \varphi)}}{\sqrt{(R_1 - \alpha L_1)^2 + (\beta L_1)^2}},$$

en posant :

$$(18)\qquad \operatorname{tang}\chi = \frac{\beta L_1}{R_1 - \alpha L_1}.$$

Si l'on substitue à i''_2 sa valeur en fonction de u''_2, on a finalement :

$$(19)\qquad i''_2 = -\frac{MC(\alpha^2+\beta^2)}{\sqrt{(R_1-\alpha L_1)^2+(\beta L_1)^2}}\,u''_2 e^{j(2\psi+\chi)}.$$

Quant aux expressions de U_2, I_2, I_1 en régime permanent, on peut les déduire des équations avec second membre en supposant toutes les variables de la forme $Ae^{i\omega t}$, où ω est la vitesse de pulsation de la force électro-motrice agissante E_1. Posons donc dans

$$(20)\qquad E_1 = \mathcal{E}_1 e^{i\omega t};\quad U_2 = \mathcal{U}_2 e^{i\omega t};\quad I_1 = \mathcal{I}_1 e^{i\omega t};\quad I_2 = \mathcal{I}_2 e^{i\omega t};$$

on en déduit entre les amplitudes les relations :

$$(21)\qquad R_1 I_1 + j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 = E_1,$$

$$(22)\qquad R_2 I_2 + j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_1 + U_2 = 0,$$

$$(23)\qquad I_2 = j\omega C U_2.$$

Appliquons à ces équations la méthode de Maxwell qui consiste à les transformer de façon que chacune ne contienne que le courant d'un seul circuit ; l'élimination de U_2 donne

$$I_1 = \frac{R_2 + j\omega L_2 + \dfrac{1}{j\omega C}}{j\omega M}\,I_2.$$

D'où, en substituant dans la première équation la valeur de I_2 :

$$(R_1 + j\omega L_1)I_1 + \frac{\omega^2 M^2\left[R_2 + j\left(\omega L_2 - \dfrac{1}{\omega C}\right)\right]I_1}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \dfrac{1}{\omega C}\right)^2} = E_1,$$

ou

$$(24)\qquad I_1 = \frac{E_1}{R_1 + q^2 R_2 + j\left[\omega L_1 - q^2\left(\omega L_2 - \dfrac{1}{\omega C}\right)\right]},$$

en posant :

$$(25)\qquad q = \frac{\omega M}{\sqrt{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \dfrac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{\omega M}{Z_2},$$

en appelant Z_2 l'impédance apparente du circuit secondaire.

De même en éliminant I_1 avec la même équation :

$$R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right) I_2 + \frac{\omega^2 M^2 I_2 + j\omega M E_1}{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}(R_1 - j\omega L_1) = 0,$$

ou

$$(26) \qquad I_2 = \frac{h E_1 (\sin\theta + j\cos\theta)}{R_2 + h^2 R_1 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2 \omega L_1\right)},$$

en posant :

$$(27) \qquad h = \frac{\omega M}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}} = \frac{\omega M}{Z_1}$$

et

$$(28) \qquad \operatorname{tang}\theta = \frac{\omega L_1}{R_1}.$$

Tout se passe donc comme si la tension E_1 agissait sur un circuit primaire séparé ayant pour résistance et pour self-induction respectivement :

$$R_1 + q^2 R_2,$$
$$L_1 - q^2\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right).$$

De même pour le secondaire, tout se passe comme si une force électromotrice :

$$h E_1 (\sin\theta + j\cos\theta),$$

agissait sur un circuit ayant une résistance et une capacité :

$$R_2 + h^2 R_1,$$

et

$$\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - h^2 L_1.$$

De ces relations on peut déduire les valeurs réelles des amplitudes J_1 et J_2 et des phases φ_1 et φ_2 de I_1 et I_2 rapportées à E_1 :

$$(29) \qquad \mathcal{J}_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{\sqrt{(R_1 + q^2 R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2 \omega L_2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}},$$

$$(30) \qquad \mathcal{J}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\sqrt{(R_2 + h^2 R_1)^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2 \omega L_1\right)^2}}.$$

$$(31) \qquad \operatorname{tang}\varphi_1 = -\frac{\omega L_1 - q^2\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)}{R_1 + q^2 R_2}.$$

$$(32) \qquad \operatorname{tang}\varphi_2 = -\frac{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2 \omega L_1}{R_2 + h^2 R_1}.$$

A l'aide de ces formules, nous pouvons écrire les relations complètes du régime temporaire :

$$(33)\quad u_2 = U_2 + U''_2 e^{-(\alpha \pm j\beta)t - j\varphi} + P e^{-\lambda t},$$

$$(34)\quad i_2 = I_2 - C\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, U''_2 e^{(-\alpha \pm j\beta)t - j\varphi - j\psi} - C\lambda P e^{-\lambda t},$$

$$(35)\quad i_1 = I_1 - \frac{MC(\alpha^2 + \beta^2)}{\sqrt{(R_1 - \alpha L_1)^2 + (\beta L_1^2)}} U''_2 e^{(-\alpha \pm j\beta)t - j(2\psi + \chi) - j\varphi} + \frac{1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2}{\lambda M} P e^{-\lambda t}.$$

Appelons $(u_2)_0$, $(i_2)_0$, $(i_1)_0$, les valeurs totales supposées connues des variables au moment où vient de se produire une discontinuité, telle qu'une décharge brusque; $(U_2)_0$, $(I_2)_0$, $(I_1)_0$, les valeurs correspondantes des régimes permanents supposées connues; les équations obtenues à ce moment, que nous pouvons prendre comme origine des temps ($t = 0$), sont :

$$(36)\quad (u_2)_0 - (U_2)_0 = -U''_2 \sin\varphi + P,$$

$$(37)\quad (i_2)_0 - (I_2)_0 = C\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, U''_2 \sin(\varphi + \psi) - C\lambda P,$$

$$(38)\quad (i_1)_0 - (I_1)_0 = \frac{MC(\alpha^2 + \beta^2)}{\sqrt{(R_1 - \alpha L_1)^2 + (\beta L_1)^2}} U''_2 \sin(\varphi + 2\psi + \chi) + \frac{1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2}{\lambda M} P.$$

Ces trois équations, où nous supposons λ, α, β connus et par suite ψ et χ, déterminent les paramètres P, U_2 et φ des oscillations apériodiques et périodiques.

Oscillations après une décharge isolée. — Nous appellerons décharge isolée celle qui se produit en partant du régime permanent. Recherchons les conditions initiales de l'oscillation. Nous pouvons remarquer que la différence de phase entre I'_1 et I'_2, qui a pour valeur :

$$(39)\qquad \psi + \chi = \text{arc tang}\,\frac{\beta}{\alpha} + \text{arc tang}\,\frac{\beta}{R_1 - \alpha L_1}.$$

tend vers zéro quand R_1 est petit devant αL_1, ce qui est le cas général, tandis que arc tang $\frac{\beta}{\alpha}$ tend vers $\frac{\pi}{2}$; $\psi + \chi$ diffère alors peu de zéro. Comme l'instantanéité ne permet pas aux intensités de courant de se modifier sensiblement pendant qu'elle a lieu, les conditions initiales après la décharge sont les suivantes :

$$(40)\qquad \begin{cases} (u_2)_0 - (U_2)_0 = \text{sensiblement} - (U_2)_0, \\ (i_2)_0 - (I_2)_0 = 0, \\ (i_1)_0 - (I_1)_0 = 0. \end{cases}$$

Par suite, en appelant F, G et H trois coefficients numériques non variables, les équations (37) et (38) ont sensiblement la forme :

$$(41) \qquad o = Fu_2'' \sin(\varphi + \psi) - C\lambda P,$$
$$(42) \qquad o = Gu_2'' \sin(\varphi + \psi) + HP.$$

Ces équations ne sont compatibles que si :

$$(43) \qquad \varphi + \psi = o,$$
$$(44) \qquad P = o.$$

Cela montre que, dans ce cas, l'oscillation apériodique n'existe pas, ou est négligeable ; physiquement, cela se comprend aisément par l'absence de toute période d'établissement du courant primaire, supposé déjà réalisé.

Toute décharge isolée donne lieu simplement à un phénomène oscillatoire analogue à celui qui se passe dans un circuit simple contenant self-induction et capacité aussitôt après qu'on a déchargé celle-ci par une étincelle jaillissant en dérivation. Alors (43) détermine la phase initiale de l'oscillation de u_2 :

$$(45) \qquad \varphi = -\operatorname{arc\,tang}\frac{\beta}{\alpha},$$

et l'équation (36) permet d'en déduire l'amplitude u_2'' :

$$(46) \qquad u_2'' = \frac{(U_2)_0 - (u_2)_0}{\sin\varphi} = \frac{(U_2)_0 - (u_2)_0}{\beta}\sqrt{\alpha^2 + \beta^2},$$

ou sensiblement :

$$= \frac{(U_2)_0}{\sin\varphi} = (U_2)_0\sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\beta^2}}.$$

Cette oscillation annule d'abord la tension du régime permanent auquel elle se superpose, mais elle s'éteint ensuite par amortissement et le régime permanent se rétablit[1].

Plus l'amortissement α est faible, plus φ se rapproche de $-\frac{\pi}{2}$; c'est dire que l'oscillation commence par son élongation négative maxima, et, comme sa tangente est horizontale, la tangente à la

(1) J'ai donné une représentation graphique du régime résultant, en même temps qu'un exposé différent de la question, dans la revue *l'Éclairage électrique* des 18, 25 mai et 8 juin 1907.

courbe totale de U_2 sera sensiblement parallèle à la tangente et à la

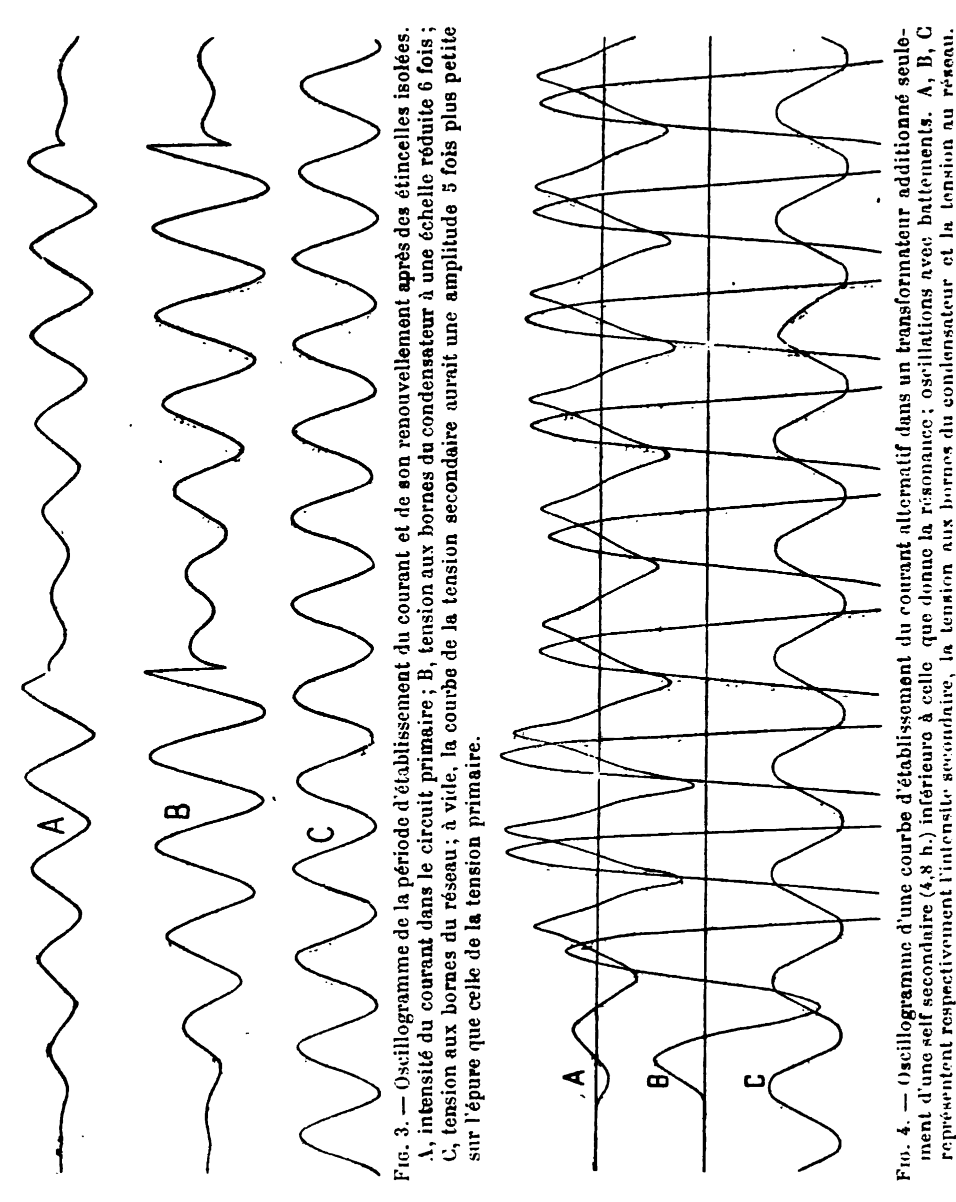


Fig. 3. — Oscillogramme de la période d'établissement du courant et de son renouvellement après des étincelles isolées. A, intensité du courant dans le circuit primaire ; B, tension aux bornes du condensateur à une échelle réduite 6 fois ; C, tension aux bornes du réseau ; à vide, la courbe de la tension secondaire aurait une amplitude 5 fois plus petite sur l'épure que celle de la tension primaire.

Fig. 4. — Oscillogramme d'une courbe d'établissement du courant alternatif dans un transformateur additionné seulement d'une self secondaire (4,8 h.) inférieure à celle que donne la résonance ; oscillations avec battements. A, B, C représentent respectivement l'intensité secondaire, la tension aux bornes du condensateur et la tension au réseau. L'échelle de B est environ 5,5 fois plus grande que dans la *fig.* 3 et choisie de manière que, sans résonance, l'amplitude de la courbe à vide au secondaire soit égale à l'amplitude de la tension primaire C.

courbe du régime permanent au moment de la décharge. Cela est bien confirmé par les oscillogrammes, par exemple celui de la

fig. 3, obtenu avec une fréquence propre voisine de celle du réseau (β voisin de ω), et celui de la *fig.* 4, obtenu avec une période propre plus courte.

Cette propriété de la tangente reparaît pour la décharge suivante, chaque fois que les courants i_1 et i_2 ont eu le temps de reprendre leurs valeurs de régime permanent.

Nous avons supposé plus haut que la phase du terme oscillatoire de I_1 diffère très peu de celle du même terme de I_2, en admettant que, dans l'équation (1 *bis*), le premier terme est négligeable devant les deux autres ; et c'est ce qui nous a autorisé à négliger le terme $Pe^{-\lambda t}$ dans l'étude des oscillations isolées. Il n'y a d'exception que si l'accouplement est excessivement lâche (c'est-à-dire M très petit) et l'on verra plus loin que la phase de I_1 peut être alors tout à fait indépendante de celle de I_2 ; mais alors, dans l'équation (38), le coefficient P — qui contient M en dénominateur — devient si grand que P déduit de (38 *bis*) doit être en général petit et rester négligeable dans (34).

Il semble d'ailleurs assez faible, dans tous les cas, pour que sur les oscillogrammes la courbe de tension pendant les décharges successives, comme le représente la *fig.* 5, forme simplement des tronçons à peu près parallèles à ceux de la courbe correspondante de la tension en régime permanent, mais tous rappelés à des points de départ placés sensiblement sur la ligne du zéro ; cette apparence est surtout bien caractéristique quand la période d'oscillation propre est la même que celle du réseau. Quelquefois, les points de départ des tronçons d'oscillations successifs sont repoussés au-dessous de la ligne de zéro, par suite de l'oscillation propre locale du circuit compris entre le condensateur et l'exploseur, quand la self-induction des conducteurs qui le composent n'est pas absolument négligeable.

Décharges fractionnées. — Si, au contraire, les courants n'ont pas le temps de reprendre leurs valeurs de régime permanent avant la décharge suivante, le coefficient d'amplitude P du terme amorti ne peut plus être considéré comme nul pendant l'oscillation suivante, et il vient modifier d'une manière plus ou moins importante la forme de la tension aux bornes u_2, parce que les premiers membres des équations (21 *bis*) et (22 *bis*) ne sont plus égaux à zéro. En outre, la valeur de la phase initiale d'oscillation φ, qui était très voisine de $\frac{\pi}{2}$, prend une valeur plus ou moins différente qui change

l'inclinaison au départ. On en voit des preuves manifestes surtout à la fin des alternances, dans les courbes de la *fig.* 5.

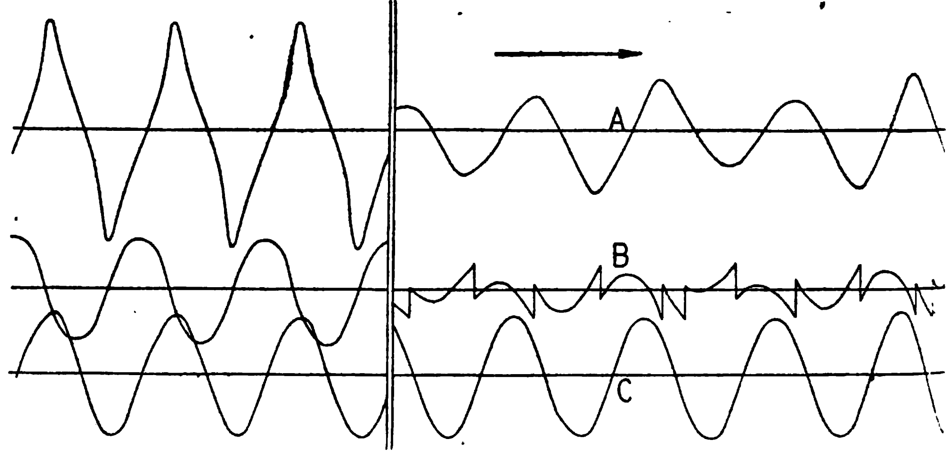


Fig. 5. — Oscillogramme d'une décharge fractionnée à courts intervalles, obtenue en rapprochant les électrodes de l'exploseur. Résonance due à la self (environ 0,06 h.) ajoutée sur le primaire seul. Une petite self de 0,0012 h. est intercalée entre le condensateur et l'exploseur pour ralentir la décharge. — A, courant primaire ; B, tension au condensateur ; C, tension de réseau. La *partie gauche représente le régime permanent* sur condensateur obtenu dans les mêmes conditions en supprimant la décharge. L'amplitude de la tension secondaire est alors triple environ de celle obtenue à vide, qui n'est pas représentée.

Plus on réduit la période propre d'oscillation du circuit de charge du condensateur, plus les décharges tendent à se rapprocher. On tend ainsi vers le phénomène des décharges fractionnées rappelé plus haut (1). Mais, tant qu'il y a une capacité notable aux bornes du transformateur, cette décharge ne devient pas continue. Quand la capacité est trop faible, un arc s'amorce et on retombe sur le phénomène de l'arc à courant alternatif ordinaire entre métaux.

Différents expérimentateurs (2) ont déjà observé au miroir tournant que, pendant la décharge fractionnée sur courant alternatif, les étincelles sont plus resserrées et plus faibles au milieu de l'alternance qu'à ses extrémités. La *fig.* 6 apporte une confirmation de ce fait par l'examen de la courbe B ; la quatrième période et les

(1) Cf. Abraham, *C. R. de l'Académie des Sciences*, 1899, et *Société française de Physique*, 5 mai 1899. — Voir *l'Eclairage électrique* du 13 mai 1899.

(2) Cf. de Valbreuze, *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 4 novembre 1905, p. 667.

suivantes (qui ne sont pas reproduites ici) montrent clairement que les zigzags de la tension se rapprochent, en effet, au milieu de l'alternance, en même temps qu'ils diminuent d'amplitude. Cela tient principalement à deux causes : d'une part, la diminution du potentiel explosif par l'incandescence de l'air (ce qui peut avoir pour effet de réduire l'amplitude verticale de l'oscillation) ; d'autre part, la variation d'amplitude, et surtout la phase, du régime oscillatoire superposé (u_2''). Ce dernier effet est dû presque uniquement à la rapidité des zigzags qui empêche le courant i_2 d'atteindre sa valeur

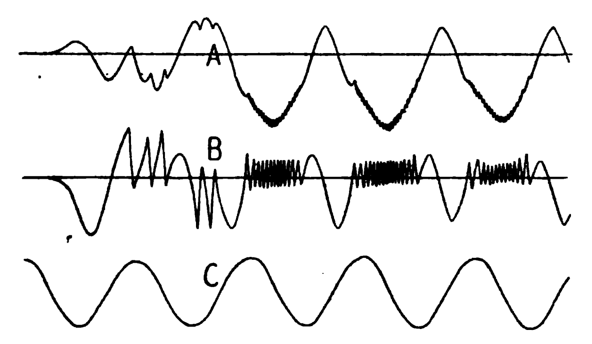


Fig. 6. — Oscillogramme d'une décharge fractionnée très rapide montrant l'établissement de celle-ci, à partir du moment où l'on injecte le courant alternatif avec le transformateur. A, représente l'intensité secondaire; B, C ont la même signification et les mêmes échelles que dans la *fig.* 4. La période propre du circuit qui apparaît dans la courbe B est ici moitié seulement de la période du reseau (C).

permanente avant la décharge suivante. S'il n'y avait pas de différence entre les courants correspondants $(I_2)_0$, I_2, la tangente à la courbe totale resterait parallèle à la tangente à la courbe de régime permanent (comme on le voit sensiblement sur la *fig.* 5) ; le redressement de plus en plus accentué de cette tangente, qu'on constate au milieu de l'alternance, provient du terme $(I_2)_0 - (i_2)_0$, qui modifie d'une manière considérable la phase φ au départ de l'oscillation, comme le montre l'équation (37).

La *fig.* 6 met aussi en évidence la différence des régimes obtenus suivant que l'air est froid et pur pendant la décharge (cas de la première période inscrite) ou, au contraire, chaud, et ionisé (cas des périodes suivantes). Quand on souffle une décharge de ce genre, on tend à produire le premier cas au lieu du second ; les décharges sont plus espacées et plus régulières, parce que le potentiel explosif reste

alors constant. La *fig.* 5 donne un exemple de ces étincelles régulières.

Il faut en outre, et on le peut toujours d'après la forme des courbes de la *fig.* 3, régler le potentiel explosif, pour l'écart des boules, de façon que l'étincelle ne jaillisse pas à chaque période ; on évite ainsi l'échauffement excessif des électrodes qui donne lieu à leur vaporisation. Quand celle-ci se produit, apparaît de l'arc chantant, ou la décharge fractionnée déjà signalée par M. Abraham, comme le montre la *fig.* 2. Celle-ci correspond à une déflagration de potentiel explosif trop faible qui laisse l'arc se rallumer plusieurs fois par alternance. Cet effet n'est d'ailleurs pas toujours évité même avec le réglage de résonance, comme on le voit à la fin de la bande 7;

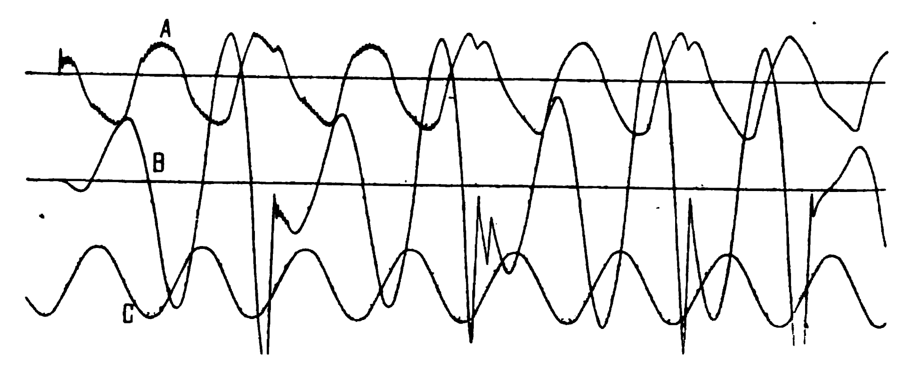


Fig. 7. — Oscillogramme des décharges isolées obtenues par un transformateur réglé comme ci-dessus (*fig.* 5), quand on rapproche les boules de l'exploseur. La courbe A représente ici le courant primaire; B, tension au condensateur; C, tension du réseau. Mêmes échelles que sur la *fig.* 5.

mais il est alors sans inconvénient, car la durée assez longue que met le régime à se rétablir par suite du réglage de résonance, combinée avec le choix d'un potentiel explosif suffisamment élevé (c'est une question de proportionner convenablement le transformateur aux tensions qu'on veut réaliser), a pour résultat d'empêcher après chaque étincelle le relèvement rapide de la tension qui se produit. Au contraire, lorsque la période propre du système est très courte, l'arc se rallume trop vite pour qu'on évite la décharge fractionnée pendant toute l'alternance.

Arc chantant. — Dans les expériences 22 et 23, on a ajouté une petite self-induction entre l'arc et le condensateur pour montrer nettement les oscillations de décharge disruptive du condensateur ; elles

sont particulièrement visibles dans l'expérience 23, qui montre la tension aux bornes du condensateur dans ces conditions et met bien en évidence la différence qu'il y a entre ces oscillations de décharge disruptive et les grandes oscillations à basse fréquence qui viennent ensuite. La petite self n'a pas modifié le phénomène de la décharge instantanée que nous venons d'étudier.

Il n'est pas, d'ailleurs, nécessaire que la résonance exacte soit réalisée ; on peut s'en éloigner soit en diminuant, soit en augmentant la période propre du système sans cesser pour autant de réaliser les mêmes avantages, pourvu qu'il y ait dans le régime varié des « battements » faisant apparaître des variations d'amplitude assez grandes dans la tension secondaire u_2. L'intervalle entre les étincelles pourra être ainsi réglé avec une grande sensibilité par variation de la self additionnelle.

Intérêt d'un réglage de la fréquence propre du système au voisinage de la résonance. — Les oscillogrammes des *fig.* 5 et 6 montrent bien comment le régime varié aboutit progressivement au régime permanent par amplification apparente de la tension (qui est la différence entre U_2 et U_2'') et en réalité par extinction du terme parasite U_2''. Il y a décharge chaque fois que le potentiel explosif du déflagrateur est atteint.

Ces courbes expliquent l'utilité du condensateur et le moyen de l'utiliser pour obtenir avec un transformateur, et sans soufflage ni autre artifice, des étincelles toujours activées, c'est-à-dire nettement disruptives, et non un arc.

Il faut tout d'abord allonger le phénomène d'établissement progressif du régime permanent en réduisant autant que possible l'amortissement α et augmentant l'amplification de tension produite à ce régime par l'effet de la capacité, ce qui conduit à se rapprocher des conditions de résonance du régime permanent.

Un autre fait intéressant, que montre la *fig.* 6, c'est qu'une décharge rapidement fractionnée agit sur le transformateur un peu comme un courant à travers une grande résistance, et tend, par suite, à établir une concordance de phases au lieu d'une quadrature entre le courant et la tension secondaires. Elle peut aussi produire, comme c'est le cas dans cette expérience, la suppression d'une alternance sur deux, quand l'échauffement inégal des deux électrodes amène une différence trop considérable entre les potentiels explosifs, suivant le sens de la décharge.

Mais, si on augmente la self-induction entre le condensateur et

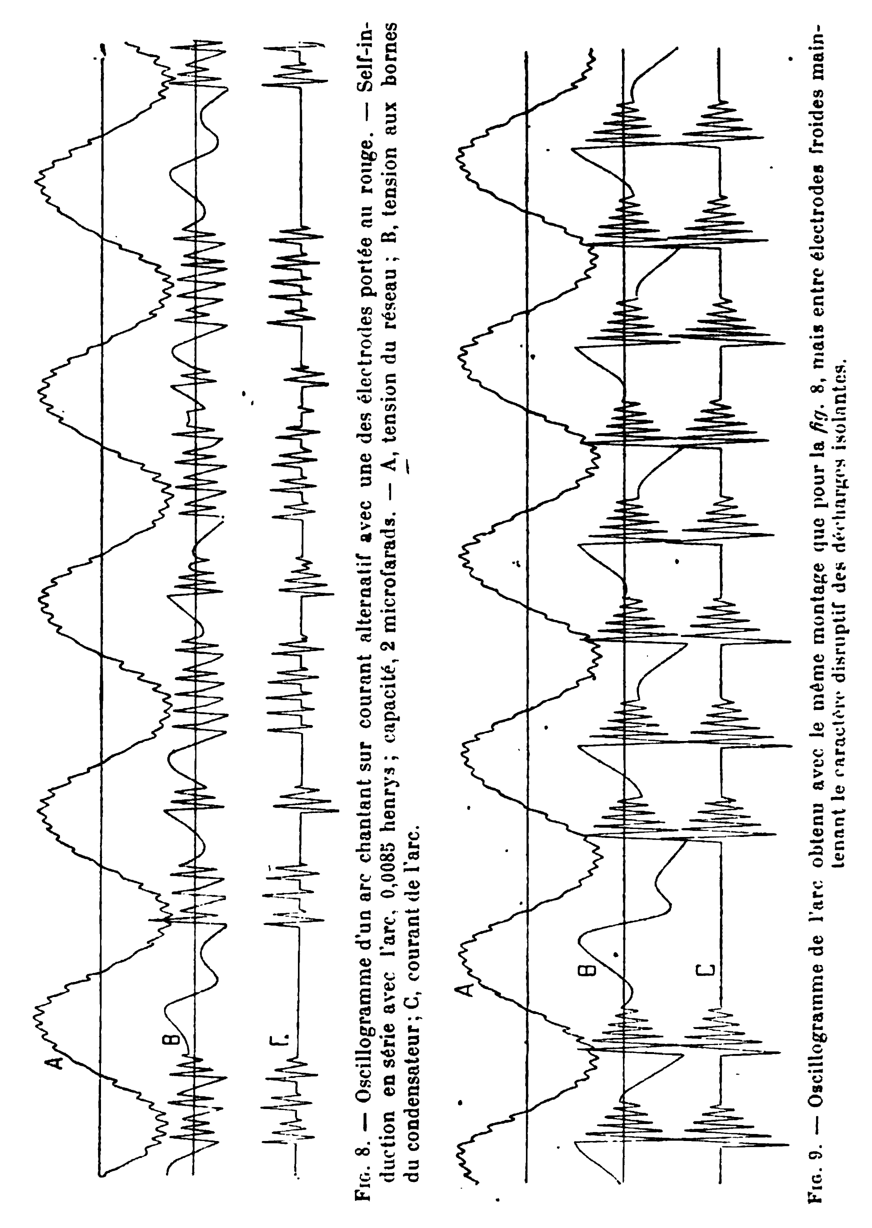


Fig. 8. — Oscillogramme d'un arc chantant sur courant alternatif avec une des électrodes portée au rouge. — Self-induction en série avec l'arc, 0,0085 henrys ; capacité, 2 microfarads. — A, tension du réseau ; B, tension aux bornes du condensateur ; C, courant de l'arc.

Fig. 9. — Oscillogramme de l'arc obtenu avec le même montage que pour la *fig.* 8, mais entre électrodes froides maintenant le caractère disruptif des décharges isolantes.

l'exploseur, on produit le phénomène de l'arc chantant en courant

alternatif, c'est-à-dire d'une décharge fractionnée avec des interruptions prolongées de courant entre les décharges et recharges ; ce phénomène est analogue au phénomène de l'arc chantant *discontinu*, que j'ai montré la possibilité d'obtenir, même avec des électrodes en charbon, sur courant continu (¹), mais avec cette différence que, la force électromotrice disponible variant pendant une alternance, l'intensité de courant de décharge et l'espacement entre les décharges ne restent pas constants non plus, comme le montre la *fig*. 9.

Je n'insisterai pas plus longtemps sur ce phénomène de l'arc chantant sur courant alternatif, parce qu'il sort du présent sujet et ne présente pas d'intérêt actuel. J'appelle seulement l'attention sur la différence qu'il y a entre ce phénomène et celui de décharges intermittentes oscillatoires, représenté par exemple sur la *fig*. 9.

Dans le premier cas, les électrodes doivent être portées au rouge pour qu'il y ait réellement un arc, tandis que, dans le second cas, elles restent froides et on n'a qu'une charge disruptive oscillante. L'aspect de ces courbes est très caractéristique et peut servir à distinguer nettement les deux phénomènes ; on les obtient, à volonté, suivant qu'on emploie pour électrodes des fils fins ou des tiges de gros diamètre (ou des boules).

La *fig*. 9, qui caractérise l'étincelle *active*, réfute complètement l'idée autrefois émise par certains physiciens que cette étincelle devait être constituée par une série de décharges de même sens (²).

Les phénomènes de résonance sont d'ailleurs toujours plus nets avec une grande capacité et une faible self-induction qu'avec une faible capacité et une grande self-induction. Comme le transformateur employé n'avait pas été choisi d'une manière spéciale, les résonances obtenues n'ont pas été remarquablement belles ; les amplifications pouvaient atteindre cependant jusqu'à 8 ou 9 fois la tension normale.

Les expériences, rapportées ici pour confirmer les déductions théoriques, ont été obtenues avec l'excellent concours de mes assistants, MM. Boutin et Goudet, en relevant, au moyen de mon

---

(¹) Cf. A. Blondel, *Phénomène de l'arc chantant* (*l'Éclairage électrique*, juillet 1905, et *Journal de Physique*, t. V, p. 77, février 1906).

(²) On doit récemment à M. Hemsalech (*C. R.*, 25 mars et 8 avril 1907) plusieurs remarques très intéressantes sur l'établissement de la première étincelle d'une décharge sous l'influence de la capacité des électrodes et sur la présence d'harmoniques (peut-être dues à la même cause) dans les oscillations de la décharge elle-même.

oscillographe triple, les courbes de décharges obtenues au moyen de divers transformateurs industriels à circuit magnétique fermé, auxquels on ajoutait des bobines de self-induction convenables, en série soit avec le primaire, soit avec le secondaire. La capacité employée sur celui-ci était choisie assez forte, environ 2 microfarads, de façon à mettre en jeu une quantité d'énergie assez importante, malgré la valeur faible de la tension (qui ne dépasse pas 2.000 à 3.000 volts), pour que la présence des circuits enregistreurs des oscillographes, qui introduit une cause d'amortissement, puisse être considérée comme négligeable.

Je n'ai pas donné ici d'indications numériques détaillées au sujet de ces expériences, parce que je les présente surtout au point de vue qualitatif, dans le but de bien éclaircir la nature et la théorie générale des phénomènes. Je me réserve de revenir plus tard avec plus de détail et de précision sur ce sujet, quand je disposerai d'un matériel de selfs et de condensateurs mieux appropriés pour l'exécution d'expériences quantitatives complètes.

Calcul approché de la fréquence propre et de l'amortissement du régime oscillatoire par la considération du régime d'oscillations forcées. — Si nous ne pouvons déduire aisément de l'intégrale générale les expressions algébriques de l'amortissement α et de la fréquence propre $\frac{\beta}{2\pi}$ de l'oscillation non apériodique qui joue dans la question le rôle essentiel, nous pouvons indirectement calculer, pour la discussion qui va suivre, des expressions *approchées*, en supposant les circuits soumis aux oscillations forcées produites par la source d'énergie et en cherchant les conditions d'amplification maximum de la tension secondaire, ou (ce qui revient au même) de diminution maximum de la tension primaire nécessaire pour produire la tension secondaire constante U_2. Pour cela nous n'avons qu'à reprendre la solution particulière des équations (1), (2), (3) obtenue en y substituant des expressions de la forme :

$$e_1 = \mathcal{E}_1 e^{j\omega t}; \qquad u_2 = \mathcal{U}_2 e^{j\omega t}; \qquad i_1 = \mathcal{I}_1 e^{j\omega t},$$

c'est-à-dire les équations (29), (30), (31), (32). Nous les compléterons d'abord en calculant, au moyen de l'équation (23), la différence de potentiel aux bornes du condensateur :

$$U_2 = \frac{I_2}{j\omega C_2}.$$

D'où l'amplitude de U_2 s'écrit :

$$(47) \qquad \mathfrak{U}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\omega C \sqrt{(R_2 + h^2 R_1)^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2 \omega L_1\right)^2}}.$$

expression dans laquelle h représente ce qu'on appelle ordinairement le coefficient de transformation.

La phase rapportée à E_1 a pour valeur, d'autre part,

$$(48) \qquad \xi = \varphi_2 - \frac{\pi}{2}.$$

Nous supposerons pour simplifier, et au prix d'une erreur pratiquement négligeable, que la résonance correspond à l'annulation de la seconde parenthèse sous le radical.

Les équations (29), (30), (47) montrent qu'il peut y avoir résonance ainsi comprise à la fois pour I_1, I_2 et U_2, si on a à la fois

$$q^2 = \frac{1}{h^2}$$

ou

$$(49) \qquad \omega^2 M^2 = \sqrt{(R_1^2 + \omega^2 L_1^2)\left[R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right]}$$

et

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2 \omega L_1 = 0$$

ou

$$(50) \qquad \omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - \frac{\omega L_1 \omega^2 M^2}{Z_1^2} = 0.$$

Quand R_1 et R_2 sont négligeables devant ωL_1 et ωL_2, ces deux conditions se réduisent toutes deux identiquement à :

$$(51) \qquad \omega^2 M^2 = \omega L_1 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right).$$

ou

$$(52) \qquad L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2) \approx 0 \text{ [1]},$$

---

[1] Cette expression a déjà été employée par Seibt en 1904 (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 avril, et *Eclairage électrique*, 30 juillet).

Elle ne correspond pas à l'amplification maxima de $\mathfrak{U}_2$: celle-ci s'obtiendrait en cherchant le maximum de la somme des deux polynômes au carré placés sous le radical ; mais il faudrait d'abord choisir une variable. Celle-ci ne peut être,

ou

$$1 - \omega^2 C\sigma L_2 \approx 0,$$

en appelant σ le coefficient de dispersion magnétique entre primaire et secondaire défini par

$$\sigma = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 L_2}. \tag{53}$$

σ étant un nombre compris entre zéro et l'unité [1], fort différent de celui qu'on aurait pour la résonance du secondaire.

Quant au premier terme entre parenthèses de l'équation (47), il ne peut pas être annulé et il a pour effet de limiter l'amplitude de U_2 (qui sans cela pourrait devenir infinie) au moment où la condition (52) est remplie.

Si l'on compare l'expression (27) à celle (32) que l'on aurait avec le circuit secondaire seul, s'il était par exemple alimenté directement par un réseau à haute tension d'impédance négligeable :

$$\mathfrak{U}_2 = \frac{\mathcal{E}_1}{\sqrt{(1 - \omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 R^2}}, \tag{55}$$

on voit qu'elles sont absolument de même forme, avec la différence principale que L_2 est remplacé dans la première parenthèse par σL_2 ; tout se passe comme si les expressions de l'oscillation propre et de l'amortissement α, données dans le cas de la forme (55) par les expressions connues :

$$\beta = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{1}{CL_2} - \frac{R_2^2}{4L_2^2}}, \tag{56}$$

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

ou

$$\beta = \sqrt{\gamma^2 - \alpha^2}, \quad \text{en posant} \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{CL_2}}.$$

---

comme d'habitude, la fréquence, car la pulsation ω est ici une donnée du problème, et non une variable; de même C.

Il est bien plus simple, et très suffisant pour la pratique, au degré d'approximation possible en pareil cas, de ramener la définition de la résonance à l'annulation du premier polynôme.

[1] Ce coefficient σ est souvent remplacé dans l'étude de cette question par un coefficient dit « coefficient d'accouplement » k défini par

$$k^2 = 1 - \sigma = \frac{M^2}{L_1 L_2},$$

et compris aussi entre 0 et 1.

étaient remplacées dans le problème actuel par les expressions :

$$(57) \qquad \beta = \sqrt{\gamma^2 - \alpha^2},$$

$$(58) \qquad \gamma^2 = \frac{1}{C\sigma L_2}.$$

$$(59) \qquad \alpha = \frac{h^2 R_1 + R_2}{2\sigma L_2} = \frac{h^2 R_1 + R^2}{2C\gamma^2}.$$

Bien que ce mode de calcul ne soit pas rigoureux, car ces expressions transportées dans l'équation (10) ne la satisfont pas complètement, elles ne sont pas très éloignées de la vérité ; elles s'en rapprochent d'autant plus que M est plus petit. Nous nous en servirons donc dans ce qui suit.

On peut d'ailleurs simplifier α pour les applications, en remarquant que, dans les conditions ordinaires d'emploi, c'est-à-dire si R_1 est négligeable devant ωL_1, h se réduit à $\frac{M}{L}$; d'où :

$$(59 \text{ bis}) \qquad \alpha \approx \frac{R_2 + \frac{MR_1}{L_1}}{2\sigma L_2} \approx \frac{R_2}{2\sigma L_2} + \frac{MR_1}{2\sigma L_1 L_2} \approx \frac{R_2}{2\sigma L_2} + \frac{\sqrt{1-\sigma}}{2\sigma} \frac{R_1}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

ou, en tenant compte de la condition de résonance (51) quand elle est réalisée :

$$(59 \text{ ter}) \qquad \alpha = \frac{R_2 + R_1 \sqrt{\frac{L_2}{L_1}\left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L_2}\right)}}{2\sigma L_2}.$$

Considérons d'abord la façon dont les éléments du circuit agissent pour produire la résonance.

D'après (58), on voit que la self secondaire joue en apparence un rôle spécial, mais en réalité l'élément caractéristique est la self fictive σL_2 beaucoup plus petite qui résulte de la réaction du circuit primaire (fermé sur lui-même par la source) sur le circuit secondaire. Nous avons vu d'ailleurs qu'en négligeant R_1 et R_2 les maxima des expressions de I_1, I_2, U_2 sont obtenus simultanément.

Par conséquent, toutes les fois que R_1 est petit devant ωL_1 et que R_2 reste petit vis-à-vis de $\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)$ quand la résonance est atteinte, les deux circuits travaillent solidairement et la réaction du courant secondaire sur le primaire par l'intermédiaire du transformateur compense complètement la self-induction totale du primaire. Il n'est pas né-

cessaire pour cela que le couplage soit absolu ($\sigma = o$), mais seulement qu'il soit serré et que la self-induction additionnelle soit de préférence sur le primaire.

Les expressions (31) et (32), dont les numérateurs sont alors sensiblement nuls tous deux, indiquent que les phases des courants primaire et secondaire diffèrent seulement de la petite quantité

$$\frac{\pi}{2} - \theta,$$

laquelle est voisine de zéro si l'inductance du circuit primaire est presque dénuée de résistance ohmique. La phase du courant primaire tend d'ailleurs à se confondre avec celle de la force électromotrice $\mathcal{E}_1$.

La tension ($\mathcal{U}_1$) aux bornes primaires du transformateur s'obtient en multipliant le courant primaire par l'impédance apparente du primaire; en appelant r_1 et l_1 la résistance et la self-induction intérieure du transformateur, on a donc :

$$(60) \quad \mathcal{U}_1 = \mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{(r_1 + q_2 R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2 \omega L^2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}{(R_1 + q^2 R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2 \omega L_2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}}.$$

Quand il y a résonance, le dénominateur se réduit à son premier terme et la tension U_2 est plus élevée en général que la force électromotrice $\mathcal{E}_1$; la différence est d'autant plus grande que l_1 diffère davantage de L_1, c'est-à-dire que le circuit primaire contient plus de self ajoutée en dehors du transformateur.

Il y a donc intérêt, pour ne pas trop élever la tension du transformateur dans ce cas, à reporter la self plutôt dans le secondaire.

Ces montages à accouplement moyen sont, en définitive, compris entre deux cas limites *a* et *b* (*fig.* 1), intéressants par leurs propriétés évidentes.

Cas a. — Secondaire du transformateur branché directement sur le condensateur, et primaire alimenté par un circuit présentant une forte self-induction, formée en partie de celle de l'alternateur et en partie des self-inductions additionnelles. Si on appelle $\frac{n_1}{n_2}$ le rapport de transformation du transformateur, la capacité C du secondaire équivaut à une capacité $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$ fois plus grande sur le pri-

maire (¹), et la résonance est obtenue quand on réalise la condition :

$$\omega^2 C \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 S_1 = 1,$$

ou plus rigoureusement, en tenant compte des fuites supposées très faibles du transformateur et représentées à l'ordre d'approximation habituel par un coefficient de fuite σ' :

$$\omega^2 C \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 (S_1 + l_1\sigma') = 1.$$

Ce cas ne fait qu'appliquer le « phénomène de Ferranti » depuis longtemps connu et constaté pour la première fois quand on a alimenté à Londres un réseau souterrain à haute tension (²). Le transformateur est un simple multiplicateur de tension intercalé entre le primaire et le secondaire ; les deux self-inductions du transformateur lui-même s'annulent réciproquement (sauf les fuites), grâce à l'accouplement presque parfait de ses enroulements. On constate donc presque toute la surélévation de tension au moment de la résonance, entre les bornes de la source d'alimentation A et les bornes du circuit primaire l_1 : le transformateur doit être établi en vue de cette tension majorée. Si l'alternateur est de petite puissance, la tension à ses bornes croît en même temps par l'effet de sa réactance intérieure. Il faut donc avoir soin de donner à l'alternateur une réaction d'induit assez faible pour pouvoir réaliser la résonance sur la capacité prévue, qui, dans le cas de la télégraphie sans fil, est déterminée par d'autres conditions (longueur d'onde des oscillations à produire dans l'antenne).

Cas b. — Transformateur alimenté au primaire par une source de

(¹) Puisque le courant primaire égale $\frac{n_2}{n_1}$ fois le courant secondaire, et la force électromotrice primaire $\frac{n_1}{n_2}$ fois la force électromotrice secondaire, à toute résistance primaire ou self-induction secondaire équivaut de même une résistance ou self-induction primaire égale à la même valeur multipliée par $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2$.

(²) Hopkinson, dès 1884 (*Proc. Inst. El. Eng.*, 1884, p. 513), a montré qu'un alternateur alimentant un condensateur peut donner lieu à une surélévation de tension. Lors de la discussion de son mémoire, Blackesley donna la solution graphique correspondante (Voir son livre *Alternate Currents*, 2ᵉ édition, p. 55). Après la constatation du trouble apporté par ce phénomène dans le fonctionnement de l'usine Ferranti en 1890, M. Fleming en fit une étude expérimentale très complète avec un transformateur (*Alternate Currents Transformers*, p. 394).

force électromotrice dénuée de self-induction, par exemple par un grand réseau de distribution, avec self-inductions de réglage S_2 sur le circuit secondaire entre les bornes du transformateur et le condensateur. Dans ce cas, aucune surtension ne se produit aux bornes secondaires du transformateur, et tout se passe comme si l'on alimentait le circuit secondaire par un réseau $\frac{n_2}{n_1}$ fois plus fort. La surtension se produit sur le parcours de self-induction et atteint son maximum aux bornes du condensateur.

La condition de résonance dépend uniquement du circuit secondaire hors transformateur et est donnée par l'expression :

$$\omega^2 CL_2 = 1,$$

ou plus exactement :

$$\omega^2 C(L_2 + \sigma' l_2) = 1.$$

Ici encore on pourrait supprimer le transformateur si l'on disposait d'un alternateur à haute tension ; j'ai vérifié le fait et constaté qu'il n'y a presque aucune modification à faire subir au circuit secondaire pour obtenir la même résonance.

On voit que, dans ces deux cas a et b, quand on emploie un transformateur parfait, la résonance peut être calculée comme pour un simple circuit contenant une capacité et une self-induction (la self-induction extérieure). C'est seulement dans les cas mixtes (selfs extérieures des deux côtés) que l'expression de la self-induction à faire intervenir est complexe et que le transformateur ne se comporte plus aussi simplement qu'un multiplicateur de la tension par $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$.

Mais, si l'on augmente beaucoup la self sur le primaire en même temps que sur le secondaire, la réaction d'un circuit sur l'autre diminue de plus en plus, et, pour obtenir la résonance, le réglage du secondaire tend de plus en plus vers le réglage qu'on aurait pour ce circuit seul, sans primaire, c'est-à-dire vers la condition :

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega^2 C} = 0.$$

On ne peut plus alors négliger R_2 devant ce groupe évanouissant, c'est l'inverse qu'il faut faire ; on ne peut plus faire l'hypothèse $h^2q^2 = 1$, qui entraînait la solidarité des résonances. C'est un cas limite qui demande à être traité à part.

Dans les équations (25), (29), (30), (31), (32), on peut toujours supposer R_1 et R_2 petits devant ωL_1, ωS_1, ωM_1. Les valeurs de q et h diffèrent donc peu, dans ce cas, de :

(62) $$q \approx \frac{\omega M}{R_2},$$

(63) $$h \approx \frac{M}{L_1}.$$

$\mathfrak{I}_1$ et $\mathfrak{I}_2$, φ_1, φ_2 tendent respectivement vers les valeurs correspondantes :

(64) $$\mathfrak{I}_1 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin(\omega t - \varphi_1)}{\omega L_1},$$

(65) $$\mathfrak{I}_2 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin\left(\omega t - \varphi_2 + \frac{\pi}{2} - \theta_1\right)}{h\omega L_1} \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin\left(\omega t - \varphi_2 + \frac{\pi}{2} - \theta_1\right)}{\omega M},$$

(66) $$\operatorname{tang}\varphi_1 \approx \frac{\omega L_1}{R_1 + q^2 R_2} \approx \frac{\omega L_1}{R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2}},$$

(67) $$\operatorname{tang}\varphi_2 \approx \frac{h\omega L_1}{R_2 + h^2 R_1} \approx \frac{\omega L_1}{R_1 \frac{M}{L_1} + R_2 \frac{L_1}{M}};$$

φ_1 devient donc plus ou moins différent de φ_2 ; il n'y a plus, comme dans le cas de tout à l'heure, opposition des phases de J_1 et J_2. Par suite, le décalage du courant J_1 sur la force électromotrice $\mathcal{E}_1$ ne s'annule plus à la résonance, mais reste notable et positif (J_1 est en retard), d'autant plus voisin de la valeur qu'il aurait dans la présence du circuit secondaire que $\frac{\omega^2 M^2}{R_2}$ est plus petit, c'est-à-dire que l'accouplement est plus lâche.

En outre, la différence de potentiel aux bornes du transformateur d'après (60) tend vers la valeur :

(68) $$\mathfrak{U}_1 = \mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{(r_1 + q^2 R_2)^2 + (\omega l_1)^2}{(R_1 + q^2 R_2)^2 + (\omega L_1)^2}} < \mathcal{E}_1,$$

qui décroît d'autant plus que L_1 est plus grand par rapport à l_1, c'est-à-dire qu'il y a plus de self-induction primaire reportée en dehors du transformateur.

On voit que, dans ce cas limite spécial, on peut constater dans le primaire des effets tout à fait en contradiction avec ceux indiqués dans le cas où R_2 est négligeable devant $\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)$.

Considérons maintenant les formules de l'amortissement (59) et de l'amplitude (47) de $\mathcal{U}_2$ qui s'en déduit au moment de la résonance, en supposant R_1 négligeable devant ωZ_1 :

$$(69) \qquad \mathcal{U}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\omega C(R_2 + h^2 R_1)} \approx \frac{M}{L_1} \frac{\mathcal{E}_1}{\omega C\left(R_2 + \frac{M^2}{L_1^2} R_1\right)}.$$

L'amortissement est d'autant plus influencé par le primaire que h est plus grand, c'est-à-dire l'accouplement plus serré, et la fréquence de résonance plus faible. La première conclusion est évidente, puisqu'elle correspond à une réduction des oscillations provoquées dans le primaire par les oscillations secondaires. Mais, en même temps, l'amplification de $\mathcal{U}_2$ en régime permanent décroît indéfiniment. Il n'y a donc pas de valeur optimum à indiquer pour $\frac{M}{L_1}$, c'est-à-dire pour le degré d'accouplement ; c'est au constructeur de voir jusqu'à quel point il veut sacrifier le rapport d'*amplification* $\frac{\mathcal{U}_2}{\mathcal{E}_1}$ à la *pureté* de la résonance, dont dépend la durée de la période variable.

Si l'on tient compte de la condition de résonance (51) pour éliminer M dans (69), on obtient la relation :

$$\mathcal{U}_2 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{L_1}{\omega}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega} C\right)}}{L_1 \omega C\left[R_2 + \frac{R_1}{\omega}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)\right]} = \frac{\mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}}{\omega L_1}}}{\omega C R_2 + C R_1\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)}.$$

entre les valeurs de L_1, L_2 et $\frac{\mathcal{U}_2}{\mathcal{E}_1}$ en cas de résonance.

Construction des transformateurs à résonance. — Les principes indiqués ci-dessus peuvent être appliqués immédiatement à la construction des transformateurs à résonance.

Tout d'abord on voit qu'il n'y a pas une solution qui s'impose nettement pour le degré d'accouplement ; ceux qui ont prétendu démontrer l'utilité d'un accouplement $k = \frac{1}{2}$ ont supposé à tort dans leur calcul que les self-inductions L_1 et L_2 sont constantes et que le coefficient d'accouplement est variable, au lieu qu'en réalité toutes les données de construction sont également des variables au même titre.

On peut seulement chercher les meilleures conditions générales pour réaliser soit l'amortissement le plus faible, dans le but d'allonger le plus possible la période variable d'établissement de la résonance, afin de raréfier les étincelles, soit l'amplification la plus grande de la tension secondaire par rapport à la tension primaire, en vue de réaliser la plus grande longueur d'étincelles ou d'employer le plus petit nombre de spires induites, sans se préoccuper des difficultés d'isolement. C'est la première condition qu'on recherchera en général pour la télégraphie sans fil, parce que, dans celle-ci, la tension secondaire est une donnée fixée d'avance par les autres conditions du problème ; la seconde condition est, au contraire, plus intéressante pour certaines applications de laboratoire ou d'électrothérapie. On pourrait aussi chercher à réduire la consommation.

Pour faciliter la discussion, on peut admettre en général qu'il existe pour les différentes espèces de bobines ou de transformateurs une certaine relation de proportionnalité entre la résistance et la self-induction, en supposant que ces bobines sont construites d'une manière industrielle, c'est-à-dire en vue de réaliser le minimum de dépenses de construction. On peut donc poser les relations :

$$R_1 = \zeta_1 L_1, \qquad R_2 = \zeta_2 L_2,$$

en appelant ζ_1, ζ_2 les coefficients convenables, qui peuvent être différents pour la haute et la basse tension, et qui sont à déterminer par comparaison avec des bobines existantes. En substituant ces expressions dans les expressions de l'amplitude et de l'amortissement (39 *bis*), on donne à celles-ci les formes simplifiées suivantes :

$$\alpha = \frac{R_2}{2\sigma L_2} + M \frac{(1 - \sigma)}{2\sigma}.$$

A l'aide de ces formules on peut chercher, suivant les cas, les meilleures conditions à remplir.

L'avantage de cette méthode, c'est qu'elle permet d'englober dans les résistances R toutes les autres pertes par hystérésis et courants de Foucault dont les bobines sont le siège, et de considérer les R comme des résistances apparentes déterminées empiriquement d'après les résultats des bobines ou transformateurs industriels analogues.

Si l'on appelle R_1 et L_1 la résistance primaire et la self-induction

apparente (1) d'un transformateur fonctionnant à vide, c'est-à-dire à circuit secondaire ouvert ; I_w et I_d, les courants wattés et déwattés correspondants mesurés dans cette situation, on a la relation :

$$\frac{I_w}{I_d} = \frac{R_1}{\omega L_1},$$

d'où :

$$\zeta_1 = \frac{R_1}{L_1} = \frac{\omega I_w}{I_d}.$$

Or, les rapports $\frac{I_w}{I_d}$ sont connus et ont les valeurs de 0,90 à 1,10, soit 1,0 en moyenne, pour les transformateurs à circuit magnétique fermé, et de 0,055 à 0,065, soit en moyenne 0,060, pour les transformateurs à circuit magnétique ouvert. On en déduit les valeurs moyennes de ζ égales respectivement à $\frac{2}{T}$ pour les premiers et à $\frac{0,12}{T}$ pour les seconds, d'où les décréments logarithmiques auront, d'après l'expression (49), pour plus faible valeur pratique, dans les exemples considérés, respectivement 1 et 0,06.

Mais la suppression d'un des enroulements dans les bobines de self-induction permet d'obtenir des valeurs de ζ plus faibles. On peut les réduire encore bien davantage par l'emploi des tôles nouvelles spéciales qui, à égale épaisseur, n'ont qu'une consommation moitié moindre des tôles anciennes, et par la réduction de l'épaisseur des tôles qui réduit considérablement l'importance des courants de Foucault ; par ces moyens, on peut encore réduire le décrément au 1/4 des chiffres précédents.

Dans tous les cas, la connaissance approximative des coefficients empiriques ζ permettra de calculer à l'avance d'une manière approchée le courant J_2 que débitera le circuit secondaire sur le condensateur C en régime permanent; on obtiendra ainsi une limite supérieure de la puissance apparente (en kilovolt-ampères) que peut avoir le transformateur ; on peut exécuter ensuite le calcul industriel des transformateurs de self-induction au moyen des équations donnant les valeurs des courants.

On peut ensuite vérifier la valeur de l'amortissement en calculant approximativement toutes les pertes par résistance, hystérésis et

(1) Les selfs apparentes sont un peu diminuées par la réaction des courants de Foucault; mais, avec les fils de fer ou les tôles minces employés ordinairement, la correction correspondante peut être négligée en pratique.

courants de Foucault dans le fer des noyaux des transformateurs ou bobines et les pertes par hystérésis diélectrique du condensateur [1].

En définitive, le choix des meilleures conditions de construction d'un transformateur à résonance est un problème complexe ; on doit, je crois, éviter l'emploi des circuits magnétiques fermés, sauf dans le cas que nous avons appelé cas *b*, parce qu'alors le transformateur fait partie pour ainsi dire du système générateur, ou quand les transformateurs à noyau magnétique fermé se comportent presque comme s'ils étaient à noyau magnétique ouvert (quand les enroulements primaire et secondaire sont bobinés en opposition sur deux branches différentes) ; cependant, comme les courants ne sont pas exactement en opposition, il y a des moments où les lignes de force, au lieu de se fermer par des fuites à travers l'air, se ferment suivant des fuites magnétiques. La supériorité des noyaux magnétiques ouverts provient de la possibilité qu'ils fournissent d'accroître le nombre des spires, des enroulements magnétisants, et par suite la self-induction, qui est proportionnelle au carré du nombre des spires.

[1] On peut prendre en effet comme expression de l'amortissement le rapport de la perte d'énergie totale du système pendant un demi-cycle à l'énergie totale emmagasinée. Cette dernière n'est pas toujours facile à établir dans le cas le plus général, mais ordinairement on peut avoir une valeur maximum de l'amortissement en admettant que cette énergie est égale à l'énergie potentielle maxima du condensateur. D'où l'expression :

$$a = \frac{1/2 V_2 (a\omega \mathfrak{B}_2^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}_2^2) + \varepsilon V (a\omega \mathfrak{B}^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}^2) + \varepsilon_1 V_1 (a\omega \mathfrak{B}_1^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}_1^2) + d\omega C \mathfrak{U}_2^2}{1/2 C \mathfrak{U}_2^2},$$

dans laquelle V, V_1, V_2 représentent les volumes de fer du transformateur des selfs primaires et des selfs secondaires ; *a*, *b*, *d*, des coefficients de perte par cycle ; $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{B}_1$, $\mathfrak{B}_2$, les inductions maxima correspondantes ; $\mathfrak{U}_2^2$, la tension secondaire maxima ; on est obligé de faire intervenir des coefficients de réduction ε et ε_1 pour tenir compte qu'une partie seulement des pertes d'énergie dans les noyaux de fer est imputable à l'oscillation du circuit secondaire ; si le transformateur est branché directement sur le condensateur, tout l'ensemble des circuits participe, comme on l'a vu, à l'oscillation propre du condensateur, et on aura ε et ε_1 égaux à l'unité. Au contraire, si le transformateur est branché directement sur le réseau et les self-inductions extérieures concentrées dans le circuit secondaire, l'énergie nécessaire à la magnétisation du transformateur est fournie directement par le réseau ; le transformateur suit simplement le rôle de multiplicateur de tension, de sorte que ε_1 doit être nul ainsi que V_1. Dans les cas intermédiaires, l'énergie dépensée dans le fer du transformateur et dans les selfs primaires proviendra en partie du circuit d'alimentation et en partie du circuit oscillant et on pourra supposer le partage fait dans la proportion indiquée par le coefficient d'atténuation *h* qui figure dans la formule de l'amortissement.

On voit que le problème est assez complexe, même avec les simplifications précédentes.

sans accroître à l'excès l'induction dans le fer qui entraîne des pertes considérables d'énergie. On peut tirer le plus grand effet possible de cette considération en formant le noyau intérieur des bobines de tronçons de fer séparés par des intervalles d'air assez courts pour que le flux reste localisé dans l'intérieur de la bobine. En proportionnant convenablement le rapport des fers aux vides, on peut réaliser à volonté une perméabilité moyenne assez faible pour éviter l'inconvénient des noyaux droits ordinaires qui se saturent dans la portion médiane. Dans tous les cas, il faut avoir soin que les noyaux se prolongent en dehors des bobines sur une assez grande longueur pour offrir une large surface rayonnante au flux magnétique et éviter ainsi qu'il ne s'échappe avant d'avoir traversé des enroulements extrêmes des bobines. On peut réduire ce dernier inconvénient en augmentant le diamètre intérieur des bobines près de leurs extrémités, comme l'a indiqué déjà le professeur E. Thomson. Il serait logique aussi de bobiner la partie médiane des bobines, qui utilise le flux entier, en un fil plus fin que les extrémités.

Les transformateurs spéciaux dans lesquels les enroulements ont été réglés par tâtonnements, de manière à réaliser les fuites convenables, se prêtent moins facilement au réglage que les systèmes plus simples consistant dans l'emploi d'un transformateur industriel accompagné de self-inductions fixes extérieures ajoutées au circuit secondaire et de self-inductions de réglage extérieures sur le circuit primaire. Cette solution est celle qui rend le plus facile l'isolement du système en permettant d'en localiser la difficulté sur les selfs secondaires, où elle est moins grande que dans les transformateurs à deux enroulements.

Cependant un transformateur spécial à fuites a l'avantage de constituer un appareil unique, peu encombrant, réglé une fois pour toutes, et l'emploi en reste ainsi justifié dans certains cas, notamment pour les laboratoires et les applications médicales, les petits postes de T. S. F., à condition de réserver une marge de réglage par self primaire pour parfaire la résonance, si la fréquence des générateurs vient à varier notablement. Cette dernière précaution est d'ailleurs nécessaire dans tous les cas.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DANS LES MÉLANGES D'ACIDE (OU DE BASE) ET D'EAU [1];

Par M. G BOIZARD.

« Quand on dissout dans les divers mélanges d'un acide (ou d'une base) et d'eau, bons conducteurs de l'électricité et fonctionnant comme solvants, un acide, une base ou un sel à l'état pur, on obtient toujours une solution qui est moins conductrice que le solvant correspondant, tant que la concentration de ce dernier est comprise entre certaines limites. Au contraire, les solvants étendus $\left(\text{rapport } \frac{\text{acide}}{\text{eau}}\right.$ très faible$\Big)$ ou les solvants concentrés $\left(\text{rapport } \frac{\text{acide}}{\text{eau}} \text{ très grand}\right)$ donnent toujours, par addition d'un bon électrolyte, des solutions beaucoup plus conductrices qu'eux-mêmes. »

Ce phénomène avait été aperçu par M. Bouty [2] en 1889, au cours de ses recherches sur la conductibilité et le mode d'électrolyse des solutions concentrées d'acide sulfurique, mais non publié. Il a été annoncé pour la première fois par M. Hollard [3] pour les solutions de quelques sulfates dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau contenant de 10 à 250 grammes d'acide sulfurique par litre. Je l'ai moi-même constaté, en mars 1905, dans l'hydrate $SO^4H^2 + H^2O$, et, employant comme solvants les mélanges avec l'eau d'acides, bases ou sels bons conducteurs de l'électricité, je suis parvenu à la généralisation suivante [4] : « Par addition à une solution bonne conductrice d'un électrolyte (ou de plusieurs électrolytes) d'un acide, base ou sel convenablement choisi, on pourra toujours obtenir une diminution de conductibilité à partir d'une certaine concentration du solvant. »

Méthodes de mesure. — La conductibilité des solvants a été déterminée par la méthode électrométrique (sous la forme que lui a donnée M. Bouty) [5] par comparaison avec celle d'une solution normale de chlorure de potassium ($\lambda = 983 . 10^{-4}$ à 18°).

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 15 novembre 1907.

(2) Bouty, *C. R.*, t. CVIII ; 1889.

(3) Hollard, Thèse de doctorat, décembre 1905 ; — *J. de Phys.*, 1906.

(4) Boizard, Thèse de doctorat, juin 1907 ; — *Ann. de Ch. et de Phys.*, 1908.

(5) Bouty, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. III : 1884.

Pour comparer entre elles les conductibilités d'un solvant et celles des solutions correspondantes (obtenues, comme je l'ai déjà dit, par addition d'un électrolyte pur à ce solvant), j'ai utilisé la méthode de Kohlrausch. Deux branches du pont sont constituées par un fil d'argentan, de 1 mètre de long, tendu sur une règle graduée en millimètres et calibré au préalable, sur lequel se déplace un contact mobile en platine. Les deux autres branches sont constituées par deux vases de verre (cellules) à électrodes platinées, contenant l'un le solvant, l'autre la solution $\left(\text{le rapport des constantes } \frac{l}{s}, \frac{l'}{s'} \text{ des deux vases a été obtenu en y mettant le même mélange conducteur quelconque et déterminant la position d'équilibre du pont}\right)$. On a relié les extrémités du fil à deux des bornes d'un interrupteur à deux directions; des deux autres bornes partent les conducteurs allant aux cellules, ce qui permet de changer à volonté, l'interrupteur étant à portée de la main de l'observateur écoutant au téléphone, la place des deux résistances liquides dans le pont de Wheatstone. On détermine alors chaque fois les deux positions d'équilibre, et l'on a ainsi deux mesures au lieu d'une. Ces deux mesures se contrôlent et contrôlent également le calibrage du fil [1]. Aussi la précision de la méthode a été telle $\left(\text{les positions d'équilibre se déterminant à environ 1 à } \frac{2}{10} \text{ de millimètre près}\right)$ que, pour l'égaler, il faudrait disposer d'une méthode donnant directement les conductibilités à au moins $\frac{1}{1000}$ près. Une telle précision n'a jamais été atteinte, surtout pour les acides concentrés et les solutions qu'ils peuvent donner.

Résultats expérimentaux [2]. — Les mesures ont été faites à 18°. Les solvants étudiés ont été surtout les mélanges d'acide sulfurique et d'eau (désignés par acide x 0/0 : x grammes d'acide sulfurique pur pour $100 - x$ grammes d'eau). Soit de même : m, le nombre de molécules-grammes de substance dissoute par litre de solution;

[1] Si, en particulier, le fil était homogène et de longueur égale à 1 mètre, la somme des distances de deux positions d'équilibre au zéro de la règle devrait être exactement égale à 1 mètre.

[2] On a toujours contrôlé la pureté des corps employés, tenu compte, pour le calcul de m, de la variation de volume produite par la substance dissoute; la teneur en acide a été déterminée à l'aide d'une liqueur titrée de soude, avec la phtaléine du phénol comme indicateur coloré.

l, le quotient $\frac{\lambda_s - \lambda}{\lambda}$, λ_s désignant la conductibilité de la solution, λ celle du solvant. l est, pour chaque solvant, la variation de conductibilité fournie par les solutions rapportée à la conductibilité de ce solvant, et sa valeur est immédiatement donnée par la deuxième méthode de mesure.

Cette valeur dépend, pour un solvant donné, de la quantité m de la matière dissoute et de la température. A température constante, les variations de l en fonction de m peuvent se ramener à cinq types seulement.

Type I, général pour les solvants de concentration moyenne (20 à 95 0/0) : l est proportionnel à m; la différence de conductibilité entre la solution et le solvant correspondant est proportionnelle à la quantité de la matière dissoute.

Cas particulier important : l est nul tant que m ne dépasse pas sensiblement 1. On dit qu'il y a alors isoconductibilité.

Type II, assez général pour les solvants de 5 à 20 0/0 : l varie moins vite que m, et peut souvent se représenter par

$$\frac{l}{m} = a - bm,$$

a et b étant deux nombres de même signe, fonction du solvant et de la substance dissoute.

Type III : l peut changer de signe pour une certaine valeur de m; la solution, de plus conductrice, deviendra moins conductrice que le solvant, ou inversement. Le point d'inversion (passage des solutions plus conductrices aux solutions moins conductrices, ou inversement) dépend donc de la quantité de matière dissoute. Ceci a lieu pour les sulfates, contrairement à ce qui avait été annoncé par M. Hollard [1].

Type IV, rencontré dans les solvants étendus (jusqu'à 1 0/0) : l varie d'abord plus vite, puis moins vite que m.

Type V : l varie plus vite que m. Ce type est assez rare; il n'est présenté que par les corps exerçant sur le solvant une action chimique, et n'est présenté que par certains solvants.

Le tableau suivant indique les divers types rencontrés dans l'étude des solutions de SO^4Am^2, SO^4K^2, SO^4Na^2, SO^4KH, CH^3CO^2H, CH^3CO^2K dans les divers mélanges d'acide sulfurique et d'eau uti-

[1] HOLLARD, *loc. cit.*

lisés. Les indices α et β sont relatifs, α aux solutions moins conductrices, β aux solutions plus conductrices que le solvant.

Solvants	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
$x = 0,25$	IV_β	IV_β	IV_β	II_β	II_α	III
0,5	IV_β	IV_β	IV_β	II_β	II_α	III
1	IV_β	IV_β	III	II_β	II_α	III
2	III	III	III	II_β	II_α	II_α
3	III	III	III	II_β	II_α	II_α
5	III	III	II_α	II_β	II_α	II_α
10	II_α	II_α	II_α	II_β	II_α	II_α
15	II_α	II_α	II_α	II_β	II_α	II_α
20	I_α	I_α	I_α	Isoconductibilité	II_α	I_α
30	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
45	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
60	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
73	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
84,5	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
88	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
92	V_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
97,5	III	I_β	I_β	I_β	III	I_β
100 (SO^4H^2 pur)	III	III	III	III	III	III

Les quatre tableaux suivants donnent, de même, les valeurs de l dans les divers solvants pour $m = \frac{1}{10}, \frac{2}{10}, \frac{4}{10}, \frac{8}{10}$ de molécule par litre de solution.

Solutions à $\frac{1}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 0,98	+ 0,93	+ 0,60	+ 1,9	— 0,0166	— 0,35
0,5	+ 0,376	+ 0,345	+ 0,19	+ 0,88	— 0,0184	— 0,57
1	+ 0,106	+ 0,083	— 0,003	+ 0,46	— 0,0183	— 0,41
2	— 0,002	— 0,016	— 0,064	+ 0,22	— 0,0183	— 0,25
3	— 0,017	— 0,032	— 0,066	+ 0,138	— 0,0183	— 0,19
5	— 0,024	— 0,033	— 0,054	+ 0,070	— 0,0183	— 0,12
10	— 0,018	— 0,024	— 0,038	+ 0,025	— 0,0175	— 0,067
15	— 0,016	— 0,020	— 0,033	+ 0,008	— 0,0172	— 0,048
20	— 0,0146	— 0,0188	— 0,0324	0	— 0,0167	— 0,0353
30	— 0,0132	— 0,0173	— 0,0278	— 0,008	— 0,0156	— 0,0213
45	— 0,0109	— 0,0167	— 0,025	— 0,0118	— 0,0148	— 0,0176
60	— 0,0114	— 0,0184	— 0,0231	— 0,0156	— 0,0154	— 0,0174
73	— 0,0129	— 0,0226	— 0,0273	— 0,0157	— 0,0155	— 0,0182
84,5	— 0,0232	— 0,0346	— 0,0414	— 0,0196	— 0,0178	— 0,0337
88	— 0,0245	— 0,036	— 0,042	— 0,022	— 0,0203	— 0,0382
92	— 0,015	— 0,0267	— 0,037	— 0,0217	— 0,0166	— 0,0301
97,5	+ 0,032	+ 0,0407	+ 0,0176	+ 0,0264	+ 0,020	+ 0,0403
100	+ 0,52	+ 0,49	+ 0,45			+ 0,49

Solutions à $\frac{2}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 2,03	+ 2	+ 1,36	+ 3,5	— 0,0332	+ 0,2
0,5	+ 0,9	+ 0,85	+ 0,52	+ 1,7	— 0,0365	— 0,31
1	+ 0,31	+ 0,27	+ 0,113	+ 0,908	— 0,0364	— 0,57
2	+ 0,05	+ 0,022	— 0,068	+ 0,43	— 0,0364	— 0,45
3	— 0,01	— 0,034	— 0,098	+ 0,27	— 0,0364	— 0,36
5	— 0,036	— 0,060	— 0,096	+ 0,14	— 0,0364	— 0,24
10	— 0,0348	— 0,0474	— 0,075	+ 0,05	— 0,0348	— 0,13
15	— 0,0312	— 0,0406	— 0,0656	+ 0,015	— 0,034	— 0,095
20	— 0,0292	— 0,0372	— 0,065	0	0,033	— 0,0706
30	— 0,0264	— 0,0346	— 0,056	— 0,0156	— 0,031	— 0,0426
45	— 0,0218	— 0,0334	— 0,050	— 0,0236	— 0,0296	— 0,0352
60	— 0,0228	— 0,0368	— 0,0463	— 0,0312	— 0,0308	— 0,0348
73	— 0,0258	— 0,0454	— 0,0546	— 0,0315	— 0,0309	— 0,0364
84,5	— 0,0464	— 0,0694	— 0,083	— 0,0392	— 0,0354	— 0,0674
88	— 0,049	— 0,072	— 0,084	— 0,044	— 0,04	— 0,0765
92	— 0,0312	— 0,0534	— 0,074	— 0,0434	— 0,0332	— 0,060
97,5	+ 0,1	+ 0,081	+ 0,035	+ 0,053	+ 0,375	+ 0,080
100	+ 1,85	+ 1,78	+ 1,60	+ 1,11	+ 0,5	+ 1,74

Solutions à $\frac{4}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 3,98	+ 4	+ 2,8	+ 6,52	— 0,658	+ 1,235
0,5	+ 1,88	+ 1,93	+ 1,25	+ 3,12	— 0,0718	+ 0,252
1	+ 0,79	+ 0,78	+ 0,416	+ 1,75	— 0,0719	— 0,375
2	+ 0,23	+ 0,187	+ 0,011	+ 0,84	— 0,0719	— 0,635
3	+ 0,07	+ 0,02	— 0,095	+ 0,54	— 0,072	— 0,584
5	— 0,035	— 0,077	— 0,154	+ 0,274	— 0,072	— 0,438
10	— 0,064	— 0,0914	— 0,143	+ 0,0952	— 0,0692	— 0,26
15	— 0,0612	— 0,08	— 0,128	+ 0,0288	— 0,0676	— 0,19
20	— 0,0583	— 0,0746	— 0,12	0	— 0,0656	— 0,142
30	— 0,053	— 0,069	— 0,1113	— 0,031	— 0,0613	— 0,085
45 [1]	— 0,044				— 0,0584	
60	— 0,0458				— 0,0610	
73	— 0,0516				— 0,0611	
84,5	— 0,0928				— 0,0696	
88	— 0,0978				— 0,079	
92	— 0,0625				— 0,0662	
97,5	+ 0,192				+ 0,067	
100	+ 3,925				+ 1,8	

[1] Les nombres manquants n'ont pu être déterminés à cause du peu de solubilité des sels correspondants dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau.

Solutions à $\frac{8}{10}$ de molécule par litre.

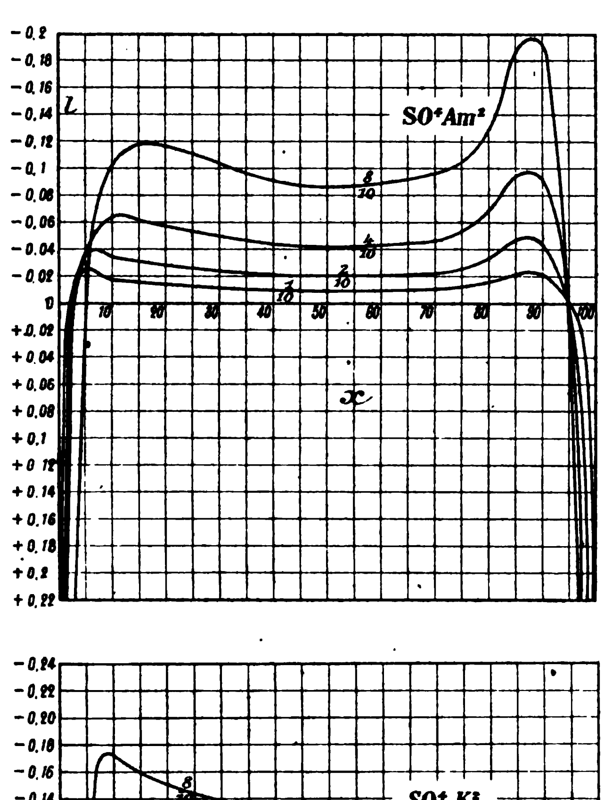
Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 7,38	+ 7,5	+ 4,85	+ 12,3	— 0,1296	+ 3,12
0,5	+ 3,73	+ 3,8	+ 2,33	+ 5,9	— 0,1388	+ 1,19
1	+ 1,75	+ 1,75	+ 0,92	+ 3,245	— 0,14	+ 0,175
2	+ 0,66	+ 0,65	+ 0,213	+ 1.6	— 0,140	— 0,42
3	+ 0,36	+ 0,235	— 0,008	+ 1,02	— 0,1405	— 0,59
5	+ 0,037	— 0,036	— 0,19	+ 0,55	— 0,1408	— 0,68
10	— 0,103	— 0,17	— 0,259	+ 0,172	— 0,135	— 0,5
15	— 0,1182	— 0,154	— 0,249	+ 0,0507	— 0,132	— 0.364
20	— 0,1166	— 0,149	— 0,239	— 0,009	— 0,128	— 0,282
30	— 0,106	— 0,138	— 0,2226	— 0,0625	— 0,120	— 0,17
45	— 0,087				— 0,1144	
60	— 0.092				— 0,1197	
73	— 0,103				— 0,1216	
84,5	— 0.186				— 0,1345	
88	— 0.195				— 0,153	
92	— 0,146				— 0,1325	
97,5	+ 0,293				+ 0,0955	
100	+ 6,7				+ 3.425	

Les courbes suivantes représentent ces valeurs de l portées en ordonnées. En abscisses sont portées les valeurs de x, c'est-à-dire les pourcentages du solvant.

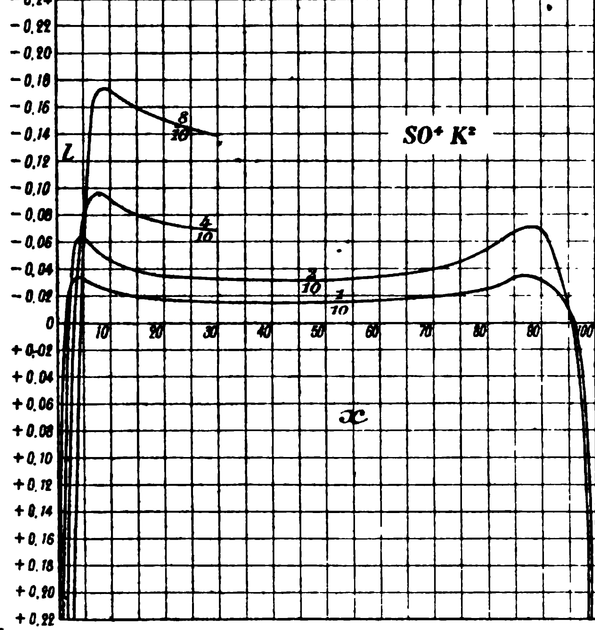
Conductibilité dans l'acide sulfurique pur. — Les tableaux de nombres montrent que les variations moléculaires observées dans l'acide 100 0/0 pour les sulfates de K, Na, Am, tendent à être sensiblement les mêmes. Cet acide obéit donc à la loi des conductibilités moléculaires, trouvée par M. Bouty pour l'eau et étendue par lui à l'acide azotique [1] : « Toute molécule électrolytique possède, dans un solvant donné, une même conductibilité électrique caractéristique du solvant, pourvu qu'on n'introduise la substance étrangère qu'en quantité assez minime pour ne pas altérer sensiblement la densité du dissolvant. »

Cet acide 100 0/0 étudié semblait contenir un excès de SO^3 (excès du reste de l'ordre de grandeur des erreurs de titrage) et éprouvait, par addition d'eau, une diminution de conductibilité qui passait par un maximum pour $0^{mol},0472$ d'eau ajoutée par litre d'acide. Les courbes obtenues dans l'acide 100 0/0 peuvent facile-

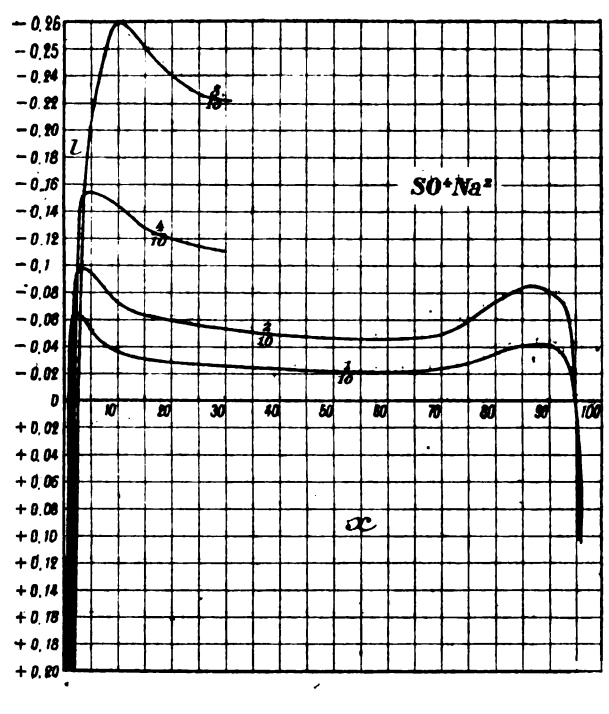
[1] Bouty, *J. de Phys.*, t. III, 1884 : — *Mémoires de la Soc. philomatique*, 1888.

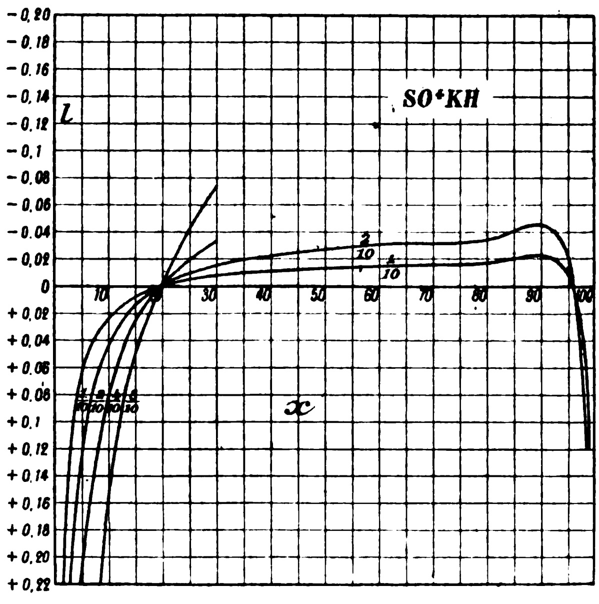


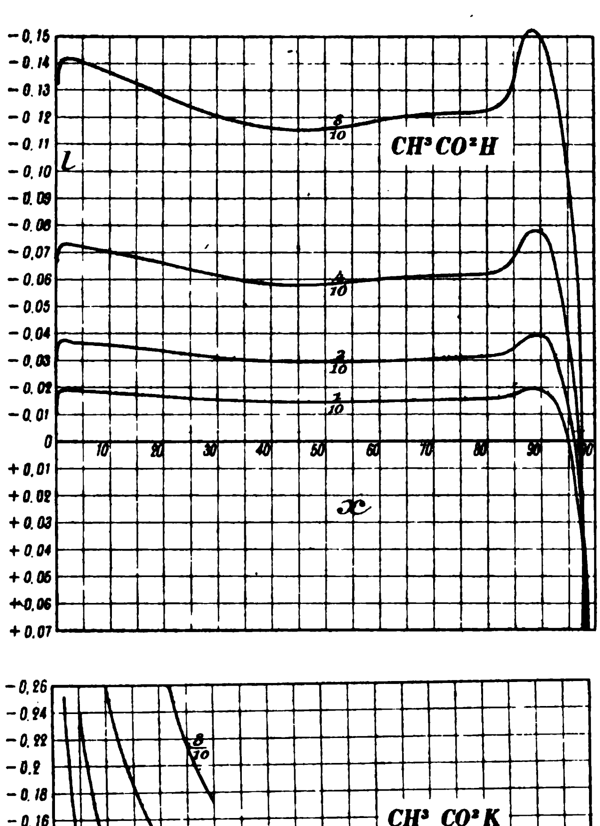
SO^4Am^2
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10

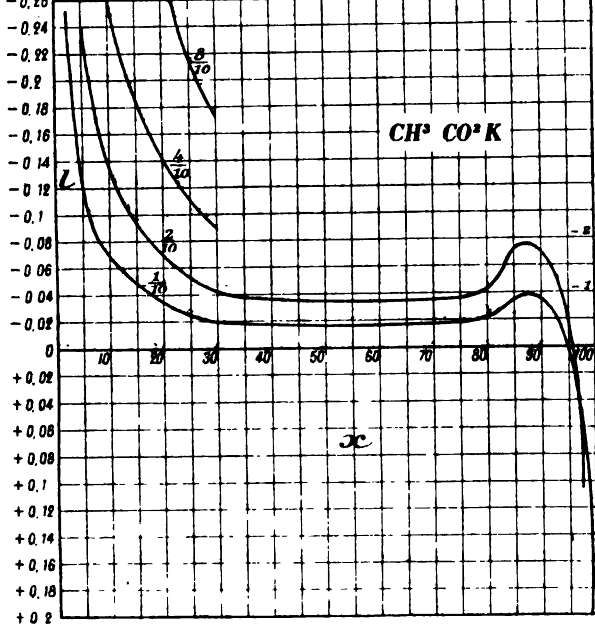


$SO^4 K^2$
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10


SO⁴Na²
l
x
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100


SO⁴KH
l
x
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100


CH^3CO^2H
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10


CH^3CO^2K
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10

ment se rapporter à ce nouvel acide de conductibilité minima ; elles conduisent alors à la conclusion suivante, à laquelle du reste était déjà parvenu Walden [1] : « L'acide sulfurique pur SO^4H^2 donne avec les électrolytes des solutions meilleures conductrices que les solutions aqueuses correspondantes. »

De plus, on sait que la conductibilité des divers mélanges d'acide sulfurique et d'eau passe par un minimum au voisinage de la concentration, 100 0/0 correspondant exactement à la formule SO^4H^2 [à 99,75 0/0, d'après W. Kohlrausch [2]; entre 99,9 et 99,95 0/0, d'après Knietsch [3]], la valeur de ce minimum étant $80 . 10^{-4}$. D'après mes recherches, la valeur de ce minimum est certainement moindre, de l'ordre de $70 . 10^{-4}$; de plus, il est probablement présenté par l'acide pur SO^4H^2. Cet acide se comporterait ainsi comme tous les corps purs.

Généralisation. — Dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau, on retrouve les mêmes types de variation de conductibilité, avec :

1° Tous les sulfates, soit anhydres, soit privés ou non de leur eau de cristallisation ;

2° Les bisulfates;

3° Les acides minéraux : chlorhydrique, azotique, phosphorique, borique;

4° Les acides organiques, à fonction simple ou complexe : acides mono et trichloracétique, propionique, succinique, oxalique, benzoïque, tartrique, pyruvique ;

5° Divers sels : chlorure, azotate, permanganate, bichromate de potassium; acétate, chlorure de sodium; phosphate diammonique, etc.

Le phénomène paraît donc être extrêmement général vis-à-vis des électrolytes dissous. Il est aussi général par rapport aux solvants. C'est ainsi que les mêmes types se retrouvent en employant, à la place des mélanges d'acide sulfurique et d'eau :

1° Les mélanges d'eau et des acides chlorhydrique, azotique ou phosphorique ;

2° Les mélanges d'eau et de potasse ou de soude ;

3° Les mélanges d'eau et d'azotate d'ammonium, etc.

---

(1) Walden, *Zeit. fur. anorg. Chemie*, t. XXIX ; 1902.

(2) W. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. XVII ; 1882.

(3) Knietsch, *Berichte der deut. chem. Gesellschaft*, 1901.

La conclusion générale déjà citée s'imposait donc : « Par addition, à une solution d'un (ou même de plusieurs) électrolyte bonne conductrice de l'électricité, d'un acide, base ou sel convenablement choisi, on pourra toujours obtenir une diminution de conductibilité à partir d'une certaine concentration du solvant. »

Il faut absolument que le solvant soit bon conducteur, car j'ai toujours obtenu des solutions beaucoup plus conductrices par solution d'un bon électrolyte dans les électrolytes faibles : mélanges avec l'eau des acides acétique, formique ou benzoïque ou de l'ammoniaque.

Essai théorique. — Les solutions étudiées présentent un équilibre stable et non une vitesse de transformation ; de plus, les variations de conductibilité n'ont aucune relation avec les variations correspondantes de la viscosité ou du point de congélation (cryoscopie dans l'hydrate cristallisable $SO^4H^2 + H^2O$).

Il y a donc lieu de ne faire appel, pour interpréter les faits observés, qu'aux équilibres entre les ions ou aux phénomènes chimiques. Quatre cas principaux se présentent, et, pour chacun, des hypothèses très simples permettent de se rendre compte qualitativement, souvent même quantitativement, des résultats obtenus.

Solvants étendus. — Premier cas : *Électrolyte fort sans action chimique sur le solvant.* — Exemple : azotate de potassium dans les mélanges d'acide azotique et d'eau. On sait que, dans la solution d'un sel dans l'eau, la conductibilité moléculaire diminue quand la concentration en sel augmente : il se forme donc d'autant moins d'ions nouveaux qu'il s'en trouve plus de même espèce dans la solution. Nous avons alors admis : « que le rapport de la quantité y de molécules d'AzO^3K non dissociées à la quantité m de molécules introduites était proportionnel à la quantité totale d'ions $\overline{AzO^3}$ existant dans la solution ».

Deuxième cas : *Électrolyte fort pouvant donner lieu à une action chimique avec le solvant.* — Exemple : sulfates acides ou neutres dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau. — Au point de vue chimique, le bisulfate est d'autant plus stable en solution sulfurique que celle-ci est plus concentrée. Nous avons donc fait l'hypothèse que « le rapport de la quantité y de molécules de bisulfate non décomposées (en sulfate neutre et acide) à la quantité m de molécules introduites était proportionnel à la quantité totale d'acide libre existant en solution ». Pareillement, « le rapport de la quantité

$(m - y)$ de molécules de sulfate neutre transformées en bisulfate à la quantité m de molécules introduites est proportionnel à la quantité totale d'acide libre existant en solution ».

Troisième cas : *Électrolyte faible sans action chimique sur le solvant. — Cas de l'acide acétique et des acides faibles dans les mélanges des acides forts et d'eau.* — L'expérience prouve que les solutions d'acides faibles dans un solvant quelconque font éprouver à ce solvant des variations de conductibilité (augmentations ou diminutions) d'autant plus grandes qu'il est plus conducteur. Il est alors naturel d'admettre que « le rapport de la quantité $(m - y)$ de molécules d'acide faible dissociées au nombre m de molécules introduites est proportionnel au nombre total d'ions $\overset{+}{H}$ libres en solution ».

Quatrième cas : *Électrolyte faible donnant lieu à une action chimique avec le solvant (acétates dans l'acide sulfurique, etc.).* — En général, la décomposition est totale; les courbes présentent une diminution de conductibilité qui passe par un maximum, et ce maximum correspond à la disparition totale de l'acide ou de la base du solvant[1]; la valeur de m qui donne ce maximum est fonction du nombre de molécules d'électrolyte que contient le solvant et indique aussitôt le composé chimique obtenu. C'est ainsi que, pour l'acétate, le maximum a lieu par addition d'un nombre de molécules de ce sel double de celui que contenait le solvant en acide sulfurique. Il se forme donc du sulfate neutre et non du bisulfate :

$$2\overline{CH^3CO^2}\overset{+}{K} + \overset{=}{SO^4}\overset{+}{H^2} = \overset{=}{SO^4}\overset{+}{K^2} + 2CH^3CO^2H.$$

SOLVANTS CONCENTRÉS. — Les phénomènes s'interprètent facilement en admettant qu'il se forme une combinaison chimique entre le solvant et la substance dissoute, combinaison en général parfaitement connue et décomposable par l'eau.

Les variations de conductibilité, en général proportionnelles à la concentration du corps dissous tant que celle-ci reste faible $\left(\frac{1}{10} \text{ à } \frac{2}{20}\right.$

(1) Par addition croissante d'acétate dans un mélange d'acide sulfurique et d'eau, on a d'abord, en solution, de l'acide sulfurique, de l'acide acétique et un sulfate, puis (réaction complète) l'acide acétique total et un sulfate, puis l'acide acétique, le sulfate et, en plus, l'acétate que l'on ajoute à nouveau. La solution la moins conductrice est évidemment celle correspondant à la réaction complète, l'acide sulfurique étant plus conducteur que le sulfate à égale concentration.

de molécule par litre), puis augmentant moins vite qu'elle, sont alors dues à une action chimique et à une ionisation d'autant plus complètes que le solvant est plus concentré et que la quantité de corps dissous est plus faible.

Méthode de calcul et d'interprétation des résultats. — Précisons, par un exemple, comment on peut, à l'aide des hypothèses faites, calculer les variations de conductibilité et retrouver les types obtenus expérimentalement. Prenons le cas du bisulfate de potassium. Ce bisulfate se décompose en partie d'après la réaction :

$$2\overline{SO^4H}\,K = \overset{=}{SO^4}\,\overset{+}{H^2} + \overset{=}{SO^4}\,\overset{+}{K^2}.$$

Si a est le nombre de molécules d'acide sulfurique du solvant, y le nombre de molécules de bisulfate non décomposées, m le nombre de molécules introduites, comme les $(m - y)$ molécules décomposées donnent $\frac{m-y}{2}$ molécules d'acide, l'hypothèse faite précédemment conduit à l'égalité :

$$\frac{y}{m} = k\left(a + \frac{m-y}{2}\right)\ (^1),$$

(1) $$y = km\,\frac{2a+m}{2+km}.$$

k dépendant du solvant.

Première conséquence. — Si la formule est applicable à la limite, quand m augmente indéfiniment, $\frac{y}{m}$ tendant vers 1, la proportion de bisulfate dissocié tend vers 0.

L'accroissement Z de conductibilité est dû : 1° à la dissociation des $\frac{m-y}{2}$ molécules d'acide et de sulfate neutre formées ; 2° à l'ionisation (du reste faible) du bisulfate restant, ionisation qui entraîne une rétrogradation proportionnelle des ions du solvant. Il peut se mettre sous la forme :

$$Z = ny + p(m - y),$$ n et p dépendant aussi du solvant,

(1) On pourrait arriver à la même formule en ne faisant intervenir dans l'hypothèse que les ions libres en présence.

ou :

(2) $$Z = \frac{m}{2 + km}(2p - 2(p - n) ka + nkm),$$

en remplaçant y par sa valeur en fonction de m.

Deuxième conséquence. — Pour une même valeur de m, Z doit conserver sensiblement la même valeur, tant que la concentration du solvant varie peu, auquel cas k, p, n varient aussi très peu.

En effet, pour $m = 0,3$, on trouve :

Dans l'acide 0,25 0/0	$10^4 Z = 635$
0,5	568
1	585
2	562

Troisième conséquence. — $\frac{Z}{m}$ tend vers n quand m augmente indéfiniment.

Pour les grandes valeurs de m, les valeurs de $\frac{Z}{m}$ doivent tendre sensiblement vers une même limite. On trouve en effet :

Dans l'acide 0,25 0/0	$10^4 \frac{Z}{m} = 1816$
0,5	1 730
1	1 800
2	1 715
5	1 342

On voit qu'à partir de 2 0/0 la limite de $\frac{Z}{m}$, c'est-à-dire n, diminue beaucoup ; l'ionisation du bisulfate restant devient donc de plus en plus faible à mesure que le pourcentage du solvant augmente.

Quatrième conséquence. — La dérivée de $\frac{Z}{m}$ [1] a le signe de $(ka - 1)$. Elle est négative tant que a est faible (solvant peu concentré). L'augmentation de conductibilité varie donc moins vite que la concentration (type II_β effectivement observé). De plus, cette dérivée pour la même valeur de m a une valeur d'autant plus faible

(1) Cette dérivée égale $\frac{2k(p - n)(ka - 1)}{(2 + km)^2}$ avec $p - n > 0$.

que $(ka - 1)$ est plus faible, c'est-à-dire que a est plus grand. Donc les variations relatives de conductibilité dans les divers solvants sont d'autant plus petites que le solvant est plus concentré, fait conforme aussi à l'expérience.

Cinquième conséquence. — Quand $(ka - 1)$ deviendra nul, l'équation (1) donnera $y = m$; c'est-à-dire qu'aucune molécule de bisulfate n'est décomposée; d'où la conclusion chimique importante : « Aucune molécule de bisulfate n'est transformée en sulfate neutre dans l'acide sulfurique de concentration au moins 20 0/0; réciproquement, le sulfate neutre y est intégralement transformé en bisulfate. » L'équation (2) donne $\frac{Z}{m} = n$, et comme expérimentalement $\frac{Z}{m} = o$, on en déduit $n = o$; c'est-à-dire qu'à 20 0/0 l'ionisation du bisulfite par le solvant entraîne une rétrogradation égale de l'ionisation du solvant.

Au delà de 20 0/0, aucune réaction chimique n'a lieu et il y a seulement une ionisation faible du bisulfate, par suite sensiblement proportionnelle à sa concentration. Cette ionisation produit une rétrogradation proportionnelle des ions du solvant plus grande qu'elle-même (car n variant d'une façon continue passera d'une valeur positive à une valeur négative); le résultat est donc une diminution de conductibilité proportionnelle à m (type I_α effectivement observé). A 96 0/0, on observe de nouveau l'isoconductibilité; puis, dans les solvants plus concentrés, des variations (augmentations) de plus en plus fortes de la conductibilité. Dans l'acide 100 0/0, il se produit d'abord une diminution de conductibilité qui passe par un maximum par addition de $0^{mol},048$ de bisulfate. Si on se rappelle que ce maximum est aussi donné par l'eau par addition de $0^{mol},0475$, cette concordance nous fait admettre la formation d'un composé de bisulfate et d'acide sulfurique, molécule à molécule, avec élimination d'une molécule d'eau. Ce composé est probablement le pyrosulfate acide :

$$SO^4KH + SO^4H^2 = S^2O^7KH + H^2O,$$

d'autant plus stable qu'il est en solution plus concentrée, et entièrement décomposé dans l'acide 96 0/0, d'où l'isoconductibilité.

Conclusions générales obtenues au point de vue chimique. — D'après ce que nous venons de voir, dans l'action de l'acide sulfurique sur les sulfates et bisulfates alcalins, il paraît se former :

1° Un mélange de sulfate neutre et de bisulfate (la quantité de

bisulfate étant d'autant plus faible que l'acide est plus étendu), tant que la concentration de l'acide sulfurique ne dépasse pas 15 0/0 pour les sels de sodium, 20 0/0 pour ceux de potassium, 23 0/0 pour ceux d'ammonium ;

2° Exclusivement du bisulfate dans les acides de 20 0/0 à 96 0/0 environ ;

3° Un mélange de bisulfate et de pyrosulfate acide (la quantité de pyrosulfate étant d'autant plus grande que le solvant est plus concentré) entre 96 et 100 0/0 ;

4° Une transformation complète en pyrosulfate acide, du moins quand la quantité de sel ajouté ne dépasse pas $\frac{2}{10}$ de molécule par litre, dans l'acide 100 0/0.

Pour les azotates alcalins, il y a probablement formation de composés tels que $AzO^3K + 2AzO^3H$ [1] dans l'acide azotique concentré (au delà de 80 0/0) ; aucune réaction chimique n'a lieu en solution étendue.

De même, pour l'acétate de potassium, il y a décomposition complète, dans les solvants :

Contenant en acide sulfurique	Avec formation probable de
1° jusqu'à 5 0/0..	Sulfate neutre et acide acétique.
2° de 5 à 20 0/0..	Sulfate neutre, bisulfate et acide acétique.
3° de 20 à 96 0/0..	Bisulfate et acide acétique.
4° de 96 à 100 0/0..	Bisulfate, pyrosulfate, acide acétique et combinaison acéto-sulfurique [2].
5° 100 0/0.........	Pyrosulfate et combinaison acéto-sulfurique.

J'ajoute que la décomposition de l'acétate est aussi complète dans les acides azotique et chlorhydrique étendus ; de même SO^4Am^2, dans la soude 4 0/0, est en entier décomposé avec formation de SO^4Na^2.

Conclusion. — On voit, par cet exposé, l'importance des mesures de conductibilité pour l'interprétation des phénomènes chimiques qui se passent dans les solutions. Grâce à la simplicité et à la pré-

(1) Bouty, *Mémoires de la Société philomatique*, 1888.

(2) J'appelle combinaison acéto-sulfurique celle que l'acide acétique semble donner en solution sulfurique concentrée ; cette combinaison a lieu molécule à molécule avec élimination d'une molécule d'eau, par exemple acide sulfacétique ou anhydride acétylsulfurique.

cision des méthodes de mesure indiquées, à la facile interprétation des résultats, on pourra, je l'espère, étudier la plupart des électrolytes forts en solution dans les mélanges d'autres électrolytes forts et d'eau, et reconnaître, par exemple, la formation d'hydrates ou de sels doubles.

Ces recherches ont été faites et sont continuées par d'autres expérimentateurs au Laboratoire d'Enseignement physique, à la Sorbonne, sous la direction de mon éminent maître M. Bouty, à qui j'adresse, en terminant, ma plus vive gratitude pour la part qu'il a prise au travail qui vient d'être exposé.

THÉORIE DU RAYONNEMENT DES MANCHONS A INCANDESCENCE;

Par M. FOIX.

MM. Le Chatelier et Boudouard[1] ont montré que le magnifique rayonnement du manchon Auer tient à la coloration de ce corps, la notion de couleur s'étendant à toutes les radiations obscures ou non.

M. Rubens[2], confirmant ce fait, a établi que cette coloration vient de l'addition à l'oxyde de thorium de 0,008 d'un corps très coloré, l'oxyde de cérium. Cependant le rôle de ce dernier demeure toujours assez mystérieux. Par exemple, d'après M. Rubens, du bleu ($\lambda = 0^{\mu},45$) au rouge ($\lambda = 0^{\mu},7$), le pouvoir émissif du manchon Auer varie de 0,86 à 0,063, tandis que celui de l'oxyde de cérium pur diminue bien moins et vaut encore 0,93 pour le rouge ($\lambda = 0^{\mu},7$).

A priori, la substance Auer ne serait donc pas un mélange ? L'analyse qui suit montre qu'il n'en est rien.

Pour une radiation donnée, le pouvoir émissif d'un manchon à incandescence est égal à celui d'une lame d'épaisseur l convenable qui serait formée de la même substance très divisée que le manchon[3]. Cherchons, pour cette radiation, quel est le pouvoir émissif d'une telle lame.

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVI, 1898, p. 1861.

(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. V, 1906, p. 306 et suiv.

(3) Pour les autres radiations, l'équivalence émissive de la lame l et du manchon n'est plus qu'approximative et l sera dite l'épaisseur équivalente du manchon.

Soient (*fig.* 1) I et I′ les intensités des rayonnements diffus qui, sur chaque face et dans des sens inverses, traversent le plan parallèle à la lame, d'abscisse x. Dans le plan d'abscisse $x + dx$, les intensités des mêmes rayonnements sont $I + \frac{dI}{dx} \cdot dx$ et $I' + \frac{dI'}{dx} \cdot dx$. Exprimons-

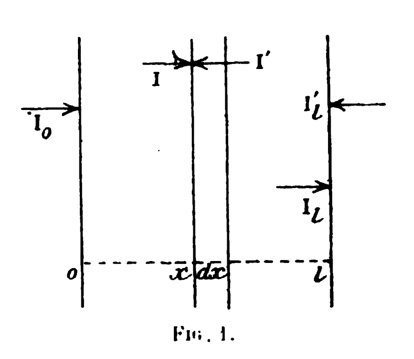


Fig. 1.

les au moyen de I, I′ et des paramètres α, δ, η d'absorption, de réflexion et d'émission diffuses rapportés à l'unité d'épaisseur de lame. Nous sommes ainsi conduits aux équations différentielles suivantes :

$$(1) \qquad \begin{aligned} &\frac{dI}{dx} + (\alpha + \delta) \,.\, I - I' \,.\, \delta - \eta = 0, \\ &\frac{dI'}{dx} - (\alpha + \delta) \,.\, I' + I \,.\, \delta + \eta = 0. \end{aligned}$$

Intégrons ces équations en posant pour simplifier :

$$(2) \qquad A = (\alpha + \delta + \beta)\, e^{\beta l} - (\alpha + \delta - \beta)\, e^{-\beta l}$$

et

$$(3) \qquad \beta = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\delta)}.$$

Nous trouvons, par exemple, que l'intensité I_l du rayonnement diffus qui émane de la face l de la lame est :

$$(4) \quad I_l = I_0 \frac{2\beta}{A} + I'_l \frac{\delta\,(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{A} + \frac{\eta}{\alpha}\left[1 - \frac{2\beta + \delta\,(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{A}\right].$$

I_0 et I'_l étant les rayonnements diffus qui tombent sur les faces de la même lame, faces dont les abscisses sont 0 et l.

La relation (4) nous montre que les pouvoirs réflecteur, D, et

transmissif, T, diffus, ont pour expressions, en tenant compte de (2);

$$\text{(5)} \qquad D = \frac{\delta\,(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \delta + \beta)\,e^{\beta l} - (\alpha + \delta - \beta)\,e^{-\beta l}}$$

et

$$\text{(6)} \qquad T = \frac{2\beta}{(\alpha + \delta + \beta)\,e^{\beta l} - (\alpha + \delta - \beta)\,e^{-\beta l}}.$$

D'ailleurs, lorsque I_0 et I'_l sont nuls, l'émission ε de la lame a pour valeur :

$$\text{(7)} \qquad \varepsilon = \frac{\eta}{\alpha}\left[1 - \frac{2\beta + \delta\,.\,(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \delta + \beta)\,e^{\beta l} - (\alpha + \delta - \beta)\,e^{-\beta l}}\right].$$

Or $\frac{\eta}{\alpha}$ est égal à ε_0, rayonnement diffus du corps noir de même surface que la lame. En effet l'équilibre thermique de celle-ci, placée dans une enceinte fermée à la même température qu'elle, exige que $I_l = I_0 = I'_l = \varepsilon_0$, et la relation (4), applicable dans ce cas, assigne à $\frac{\eta}{\alpha}$ la valeur indiquée.

Par conséquent le pouvoir émissif E, déduit de (7), a pour valeur :

$$\text{(8)} \qquad E = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{2\beta + \delta\,(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \delta + \beta)\,e^{\beta l} - (\alpha + \delta - \beta)\,e^{-\beta l}}.$$

Comme vérification, nous avons identiquement $D + T + E = 1$.

Nous rappelons que, dans toutes ces expressions, β est défini par la relation (3).

Étude des variations du pouvoir émissif. — Discutons sommairement l'expression (8). Pour $\alpha = 0$ ou pour $l = 0$, on a $E = 0$. D'ailleurs $\frac{\partial E}{\partial \alpha}$ et $\frac{\partial E}{\partial l}$ sont toujours positifs. Par conséquent E croît à partir de zéro, soit avec l, soit avec α. Lorsque l croît indéfiniment, E tend vers la valeur maximum toujours inférieure à l'unité :

$$\text{(9)} \qquad E_m = \frac{\alpha + \beta}{\alpha + \beta + \delta}\text{(1)},$$

(1) Le charbon positif d'un arc donne une lumière bleue, quoique l'épaisseur de la masse incandescente soit pratiquement infinie. A la même température, celle émise par un corps noir est légèrement rouge. D'où pour l'arc :

$$E_m\ (\text{rouge}) < E_m\ (\text{bleu}) \leq 1.$$

On voit que S n'est pas négligeable et que (9) et toute la théorie qui précède semblent nécessaires lorsque les corps sont hétérogènes.

E tend vers cette limite, rapidement si α est grand, lentement si α est petit, suivant que $e^{\beta l}$ croît lui-même rapidement ou lentement avec l.

Il en résulte qu'en réduisant convenablement l'épaisseur de la lame, une radiation conserve pratiquement son intensité maximum si α est grand. Au contraire, cette intensité devient très faible si α est petit.

Par exemple, dans le cas de manchons obtenus avec des solutions d'azotates titrant 10 0/0 d'oxyde, ce qui fixe l, on a, d'après M. Rubens, pour l'oxyde de cérium et la radiation $\lambda = 0^{\mu},7$, $E = 0,93 = E_m$ approximativement. De la relation (9) nous tirons :

$$\alpha' \text{ (cérium)} = \frac{E_m^2}{2(1 - E_m)} \cdot \delta = 6,17 \cdot \delta,$$

puis :

$$\alpha \text{ (Auer)} = \alpha' \times 0,008 = 0,049 \cdot \delta$$

pour la même radiation. En effet, le paramètre α'' relatif à l'oxyde de thorium est nul, au moins pour la lumière, puisque E y est nul : en définitive, l'oxyde de thorium cristallisé serait transparent ([1]).

Comme première approximation, supposons que δ soit constant et faisons dans la relation (8) $\alpha = 0,049 \cdot \delta$ et $E = 0,062$ (Rubens). Nous en tirons $l \cdot \delta = 1,31$ pour le manchon Auer et $\lambda = 0^{\mu},7$. Avec la même approximation, admettons cette valeur de $l \cdot \delta$ dans tous les cas où les manchons dérivent de solutions titrant 10 0/0 d'oxydes et appliquons la relation (8) au diagramme $E = f(\lambda)$ que donne M. Rubens dans le cas du mélange Auer. Nous en tirons, en δ, les α (Auer) correspondants ([2]). Mais nous avons pour les mêmes radiations :

$$\alpha' \text{ (cérium)} = \frac{\alpha \text{ (Auer)}}{0,008}. \tag{10}$$

En substituant les valeurs de α', déduites de (10), dans la relation (8), on peut avoir E' en fonction de λ pour un manchon d'oxyde de cérium dont l'épaisseur équivalente l est la même que celle relative à un manchon Auer.

Au moyen de la relation (8) et des valeurs de α', nous pouvons aussi

---

([1]) Sans cela on aurait eu $\alpha = 0,008 \cdot \alpha' + 0,992 \cdot \alpha''$ dans l'hypothèse d'un mélange.

([2]) Voici comment : En posant $\alpha = \gamma \cdot \delta$, on élimine de (8) δ et on a un premier diagramme $E = \varphi(\gamma)$ qui, joint à celui de M. Rubens, en fournit un second $\gamma_{(\text{Auer})} = \psi(\lambda)$. Les $\alpha_{(\text{Auer})}$ sont ainsi évalués en δ, lequel est à peu près constant pour la lumière et pour des oxydes obtenus dans le même état de division élevée.

calculer E'_l en fonction de λ pour une épaisseur équivalente $l' = \frac{l}{100}$ d'oxyde de cérium.

Les deux diagrammes (*fig.* 2) ont été obtenus de cette façon.

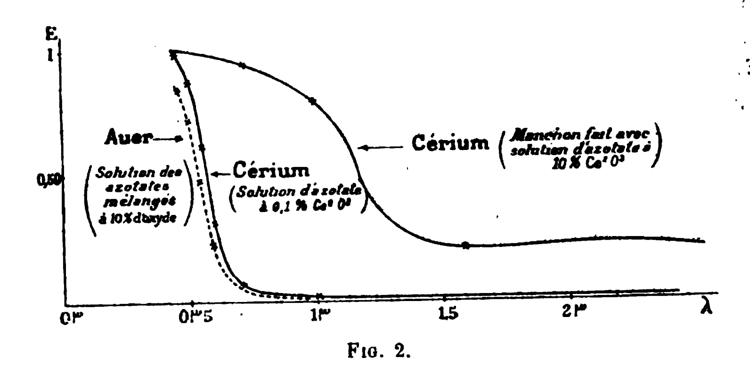


Fig. 2.

Nous donnons en même temps celui de M. Rubens relatif au manchon Auer pour en faciliter la comparaison. Dans les trois cas, la température d'incandescence est celle du manchon Auer, soit 1 530°.

Il ressort nettement de ces diagrammes que, soit en réduisant l'épaisseur de l'oxyde de cérium, soit en le diluant dans l'oxyde de thorium, on diminue fortement les pouvoirs émissifs infra-rouges. De ce fait le rendement lumineux doit être augmenté.

En effet l'émission ε d'un manchon, relative à chaque radiation, est de la forme :

$$\varepsilon = E \cdot \varepsilon_0,$$

ε_0 étant l'émission de ce manchon supposé noir, la température d'incandescence et la radiation étant les mêmes. La valeur de ε_0 à 1 350° (¹) est beaucoup moins élevée dans la région lumineuse que dans tout l'infra-rouge jusqu'à $\lambda = 6_\mu$; elle augmente d'ailleurs rapidement avec la température. En abaissant fortement les pouvoirs émissifs des radiations calorifiques obscures, on diminue donc l'émission totale du manchon, qui était surtout infra-rouge. Mais le brûleur fournit toujours à ce dernier à peu près la même quantité de chaleur. L'équilibre thermique est donc impossible et la température d'incandescence ne peut qu'augmenter ainsi que ε_0. Il en résulte un accrois-

(¹) Température d'incandescence du manchon à 10 0/0 de Ce^2O^3 dans le brûleur.

sement de ε, surtout dans la région lumineuse où les pouvoirs émissifs sont notables.

Une expérience très simple, que nous avons faite, montre bien cette élévation du rendement lumineux lorsqu'on réduit l'épaisseur de la masse rayonnante d'oxyde de cérium [1]. Deux petits morceaux de gaze sont imbibés d'une solution d'azotate de cérium à 25 0/0. L'un des morceaux de gaze est exprimé entre des doubles de papier buvard. Les deux sont séchés, puis incinérés dans le même brûleur: *Le squelette de la gaze exprimée émet une lumière plus blanche et plus vive que celle de l'autre.*

Cas du manchon Auer. — D'après ce qui précède, les qualités émissives de ce manchon seront expliquées si nous montrons la raison de la petitesse des pouvoirs émissifs infra-rouges du mélange Auer.

Lorsqu'on ajoute progressivement de l'oxyde de cérium à l'oxyde de thorium, qui a un faible paramètre d'absorption, on fait croître α, surtout dans le spectre lumineux où cette quantité est très élevée pour l'oxyde ajouté. Il en est de même de β.

Par conséquent, d'après (8), E croît, lentement dans l'infra-rouge, rapidement dans la lumière, surtout pour le bleu, comme le fait $e^{\beta l}$, et tend dans ce dernier cas vers l'expression (9), dont la limite est 1.

La dose d'oxyde de cérium à ajouter doit être telle que le rayonnement infra-rouge de l'oxyde de thorium soit peu modifié. Or, pour des manchons obtenus avec des solutions d'azotates ayant les mêmes concentrations, on a en moyenne dans l'infra-rouge:

$$E' \text{ (cérium)} = 10 \times E \text{ (thorium)}.$$

Par conséquent, la dose cherchée doit être environ $\frac{1}{100}$ d'oxyde de cérium. De cette façon le rayonnement infra-rouge de l'oxyde de thorium ne sera accru que de $\frac{1}{10}$ de sa valeur, cela parce que les propriétés des deux oxydes en question sont plus voisines dans cette région du spectre.

D'ailleurs, en modifiant la concentration totale de la solution des azotates mélangés qui sert à la confection des manchons, on peut

---

[1] *Comptes-rendus*, t. CXXXIV, 25 mars 1907.

disposer de l'épaisseur L de la masse émissive. De là un double moyen pour perfectionner à la fois le rendement lumineux et la solidité des manchons.

Théoriquement, l'oxyde de thorium est donc à peu près inutile; pratiquement, il est indispensable, car il sert de corps à l'oxyde de cérium dont le squelette, à l'état pur et sous une trop faible épaisseur, serait trop ramassé et trop fragile, comme cela se produit dans l'expérience citée plus haut.

Réflexion diffuse. — La théorie qui précède est encore confirmée par le peu que l'on sait sur la réflexion diffuse.

En effet, d'après la relation (5), D croît de zéro à $\frac{\delta}{\alpha + \delta + \beta}$ lorsque l varie de zéro à l'infini, car $\frac{\partial D}{\partial l}$ est toujours positif. Dans le cas de l'oxyde de cérium à chaud et pour la lumière, $\frac{\alpha}{\delta}$ est très grand. Par conséquent D est toujours très petit : *Nous nous approchons du corps noir.*

Au contraire, si $\frac{\alpha}{\delta}$ est très petit dans la même région du spectre, D est égal à 1 sensiblement: la lumière, irrégulièrement réfléchie, est blanche et totale. *C'est là le cas de toutes les poudres de corps transparents.*

Enfin, quand α croît indéfiniment à partir de zéro. D décroît sans cesse de $\frac{l\delta}{1 + l \cdot \delta}$ à zéro, puisque $\frac{\partial D}{\partial \alpha}$ est négatif. En voici la confirmation :

Une expérience de M. Rubens montre que la réflexion diffuse du bleu par un manchon Auer est bien plus faible à chaud qu'à froid. On en conclut que le paramètre α (Auer) croît lorsque la température s'élève. Il doit en être de même avec l'oxyde de cérium, puisque α (Auer) égale $0{,}008 \times \alpha'$ (cérium) : effectivement, lorsqu'on chauffe un manchon d'oxyde de cérium, celui-ci, qui est de couleur jaune pâle à froid, devient vert sale, puis noircit avant d'être incandescent (Rubens, Féry).

RELATION ENTRE LA PRESSION OSMOTIQUE ET LA TENSION SUPERFICIELLE

[Travaux de l'Institut de physique de Pise (direct. : A. Battelli)];

Par MM. A. BATTELLI et A. STEFANINI.

1. L'étude que nous avions déjà faite relativement à la nature de la pression osmotique ([1]) nous permettait de conclure : *a*) que les solutions diluées ayant la même tension superficielle doivent être isosmotiques; *b*) que, quand deux liquides de tension superficielle différente sont séparés par une paroi poreuse ou semi-perméable, le passage à travers le septum doit avoir lieu de la manière la plus favorable à ce que les tensions superficielles s'égalisent des deux côtés.

A l'appui de ces propositions, qui expliquaient tous les faits alors connus et qui rendent compte aussi de ceux énoncés plus tard par Barlow dans ses études sur les solutions alcooliques ([2]), nous n'avions pu présenter le petit nombre d'expériences que les difficultés inhérentes aux mesures osmotiques nous avaient permis de faire.

Ces propositions étant de première importance dans la théorie des solutions, nous venons d'effectuer de nouvelles expériences pour voir si les faits les confirmaient ou les infirmaient.

2. Mais, avant tout, il nous semble utile de montrer que, même en dehors de toute hypothèse sur la nature du phénomène, on peut établir théoriquement que deux solutions de même tension superficielle doivent être aussi isosmotiques.

Considérons donc deux solutions I et II de même tension superficielle, et appelons :

α, la tension superficielle commune ;

s_1 et s_2, les poids spécifiques des deux solutions.

Si dans ces deux solutions nous plongeons un tube capillaire de rayon ρ, on aura pour la première l'élévation h_1, et pour la seconde l'élévation h_2 données par :

$$h_1 = \frac{2\alpha}{s_1}\frac{1}{\rho},$$

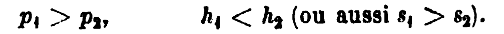
$$h_2 = \frac{2\alpha}{s_2}\frac{1}{\rho}.$$

([1]) *Comptes Rendus de la R. Acc. dei Lincei*, XIV, série V, 2e sem. 1905, p. 3.
([2]) *Phil. Mag.*, (6), 10, p. 1; 1905.

Soient p_1 et p_2 la tension de vapeur relative à la surface libre du ménisque capillaire des solutions I et II, et, pour fixer les idées, supposons $p_1 > p_2$.

Deux cas peuvent se présenter : la solution qui a une tension de vapeur inférieure présente une hauteur capillaire supérieure, ou bien la solution qui a une tension de vapeur inférieure présente une hauteur capillaire inférieure.

Examinons la première hypothèse qui associe ces deux conditions :



$$p_1 > p_2, \qquad h_1 < h_2 \text{ (ou aussi } s_1 > s_2).$$

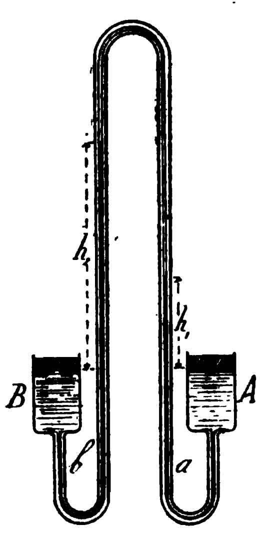


Fig. 1.

Prenons alors deux récipients A et B dans lesquels on met les solutions I et II. Ces récipients sont en relation avec deux tubes capillaires a, b de même rayon. Les surfaces des deux liquides sont séparées du milieu ambiant par des tampons qui empêchent leur évaporation. Les deux tubes capillaires sont en relation entre eux. En mettant alors les niveaux des liquides dans les vases A et B (*fig.* 1) sur le même plan, il sera toujours possible de choisir un *diamètre* pour les tubes capillaires tel qu'on ait l'équilibre dans le système ainsi construit. Ceci arrivera lorsque les deux ménisques capillaires se trouvent dans des régions où ils trouveront la pression qui leur convient. Dans ce cas, le poids de la colonne de vapeur qui est inter-

posée entre les surfaces des deux ménisques est égal à la différence des tensions de vapeur p_1 et p_2. En appelant d la densité de la vapeur dans l'ambiant, on a :

$$d(h_1 - h_2) = p_2 - p_1,$$

c'est-à-dire :

$$p_2 - p_1 = 2\frac{d\alpha}{\rho}\left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2}\right).$$

Cette relation vaut pour tous les couples de solutions des substances ayant la même tension superficielle.

Considérons maintenant une suite de ces couples de solutions obtenues en augmentant la dilution des deux solutions de façon à ce que les tensions superficielles restent égales. A chaque couple on pourra appliquer l'équation précédente (en mettant bien entendu pour d, α, ρ les valeurs qui conviennent à chaque cas). Mais, dans cette succession, les poids spécifiques s_1 et s_2 se rapprocheront l'un de l'autre de plus en plus et on pourra arriver à un point où la différence $s_1 - s_2$ sera plus petite que les erreurs expérimentales.

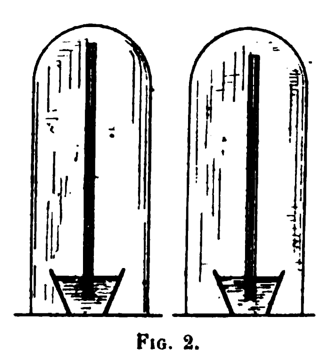


Fig. 2.

Alors le second membre de l'équation précédente devra être considéré comme nul, et il en est de même pour le premier. Dans ce cas donc les tensions de vapeur qui conviennent aux surfaces libres dans les tubes capillaires doivent être regardées comme égales. Mais il est facile de voir qu'avec les hypothèses faites on déduit de là que les tensions de vapeur relatives aux surfaces planes sont aussi égales. En effet, considérons deux cloches dans lesquelles sont renfermées les deux solutions. Dans chacune de ces cloches (*fig.* 2), on plonge un tube capillaire. Les solutions ayant la même tension superficielle et

la même densité s'élèvent de la même hauteur. D'autre part, au-dessus du ménisque capillaire, elles ont aussi la même pression de vapeur; donc aussi, au-dessus des surfaces planes, elles doivent subir des pressions de vapeur égales. Pour des solutions diluées dont les densités ne diffèrent pas sensiblement entre elles, nous devons donc conclure que deux solutions ayant la même tension superficielle ont aussi la même tension de vapeur. Et puisque, d'après les lois de Raoult et des considérations thermodynamiques très simples(1), on peut déduire que *les solutions ayant la même tension de vapeur doivent être isosmotiques, il s'ensuit que les solutions qui ont la même tension superficielle ont aussi la même pression osmotique.*

Dans ce raisonnement on admet implicitement, en considérant les couples successifs de solutions ayant des dilutions de plus en plus grandes, que ρ ne diminue pas avec la même rapidité que la différence $s_1 - s_2$. La preuve indirecte qu'il en est bien ainsi est donnée par la concordance entre les déductions théoriques et les résultats expérimentaux.

Il nous reste à examiner la seconde hypothèse qui considère les solutions pour lesquelles

$$p_1 > p_2 \qquad \text{et} \qquad s_1 < s_2 \text{ (ou } h_1 > h_2\text{)}.$$

Pour ces solutions, on ne peut obtenir l'équilibre avec le schéma précédent mais on peut l'obtenir avec la même disposition renversée. Les surfaces des ménisques capillaires seront libres et séparées du milieu extérieur de manière à empêcher leur évaporation. On choisira un diamètre du tube capillaire tel qu'on obtienne, pour différence entre les hauteurs h_1 et h_2, une quantité choisie de sorte qu'il puisse y avoir place pour une colonne de vapeur d'un poids égal à la différence entre les deux tensions de vapeur appartenant aux surfaces planes des deux solutions. Ces dernières seront en équilibre lorsqu'on mettra au même niveau les ménisques capillaires (*fig.* 3). On aura évidemment encore dans ce cas :

$$p_1 - p_2 = (h_1 - h_2)\, d,$$

et, avec le processus de limite rapporté ci-dessus, on arrive à la même conclusion : *que les solutions capillaires sont aussi isosmotiques.*

(1) Van t'Hoff, *Phil. Mag.*, (5), 26, p. 92; 1888.

3. Pour donner d'autres preuves expérimentales de cette loi, outre celles déjà citées dans notre note précédente, il fallait préparer des solutions de différentes substances qui eussent la même tension superficielle, et voir si elles possédaient aussi une même pression osmotique.

Fig. 3.

Parmi les méthodes servant à mesurer la tension superficielle, nous avons choisi celle de Jäger[1], qui est d'une application facile et qui donne des résultats précis.

Cette méthode consiste à déterminer la différence de niveau verticale que deux tubes capillaires de diamètre différent doivent avoir dans la solution étudiée, pour que l'air, qu'on insuffle dans les deux en même temps au moyen d'une poire en caoutchouc, sorte, indifféremment, de l'un ou de l'autre.

La disposition que nous lui avons donnée est représentée dans la *fig.* 4.

Si h est cette différence de niveau (soigneusement mesurée au cathétomètre), et s le poids spécifique de la solution, on démontre que la tension superficielle est donnée par :

$$\alpha = chs,$$

avec c constante.

---

(1) Wien, *Sitzber.*, C, p. 245; 1891.

Comme les relations suivantes ne demanderont que l'usage des valeurs relatives de la tension superficielle des diverses solutions,

Fig. 4.

il n'est pas nécessaire de déterminer la constante c. Si α, α' sont les tensions superficielles de deux solutions, leur rapport sera donné par :

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{hs}{h's'}. \tag{8}$$

En nous servant de cette méthode, nous avons constaté en premier lieu que les solutions suivantes :

Nitrate de potasse..................	1,01 0/0
Sulfate de potasse..................	1,11
Sulfate de magnésie.....	1,78
Sucre..........	5,76

qui ont la même pression osmotique, selon Hamburger, ont aussi une même tension superficielle, comme le montre le tableau suivant.

Solutions		Température	Poids spécifique s	Différence de niveau entre les deux tubes capillaires	hs
KNO^3.....	1,01 0/0	12,9	1,0063	5cm,621	5,660
K^2SO^4....	1,11	13,0	1,0091	5 ,619	5,670
$MgSO^4$....	1,78	13,0	1,0088	5 ,620	5,666
$C^{12}H^{22}O^{11}$.	5,76	12,5	1,0233	5 ,540	5,669

La concordance entre ces résultats nous permet de conclure que la loi que nous voulions démontrer est prouvée.

4. Nous avons aussi fait l'essai inverse, c'est-à-dire que nous avons préparé quelques solutions de même tension superficielle et nous avons comparé les pressions osmotiques. Pour ce faire, en rendant égaux, par des concentrations appropriées, les produits hs relatifs aux différentes solutions, nous avons trouvé que deux solutions, l'une de mannite (0,238 normale), l'autre de nitrate de potasse (0,163 normale), ont la même tension superficielle à 12°.

Dans l'immense série de travaux sur la tension superficielle, il ne manque pas d'indications qui pourraient fournir d'autres couples de solutions isocapillaires. Nous ne tiendrons compte, toutefois, que des mesures exécutées par Whatmough [1], parce qu'elles nous serviront aussi pour d'autres comparaisons.

Selon cet auteur, ont une même tension superficielle à la température 18°,2 les solutions diluées suivantes :

0,25 normale de KNO^3 et 0,25 normale de NaCl,
0,87 — et 0,88 —

Pour ces deux couples aussi, le poids spécifique est sensiblement le même. Nous pouvons, par conséquent, nous en servir, de même que des deux solutions préparées par nous, pour vérifier les résultats théoriques.

5. Pour reconnaître si ces solutions sont isosmotiques, comme nous n'avons pas besoin de mesures absolues, nous ne sommes pas obligés de recourir aux membranes semi-perméables de Traube, d'une préparation et d'un emploi si longs et si difficiles. Il nous suffit, en effet, d'employer l'hématocrite de Hedin, qui se fonde sur le fait que les globules rouges ne gardent leur volume normal que s'ils se trouvent dans une solution dont la pression osmotique est égale à celle du liquide qu'ils contiennent dans leur intérieur. Deux solutions seront donc isosmotiques lorsqu'elles provoqueront d'égales variations de volume dans une même quantité de sang.

Comme la tension superficielle varie sensiblement avec la température, et d'une façon différente d'une solution à une autre, les expériences avec l'hématocrite ont été faites à la température même à laquelle furent faites les recherches sur la tension superficielle.

(1) *Loc. cit.*

Voici les résultats des recherches exécutées au moyen de l'hématocrite sur les solutions isocapillaires précédentes :

Substances		Lectures à l'hématocrite				Moyennes (1)
Mannite.......	0,238N	5,5	6	6,5	6,5	6,13
KNO^3.........	0,163N	5,5	6	6,5	6,5	6,13
KNO^3.........	0,25N	9	9	9	8,5	8,9
NaCl..........	0,25N	9	9	8,5	8,5	8,8
KNO^3.........	0,87N	10	10	9	10	9,75
NaCl..........	0,68N	9	10	8	10	9,25

La loi énoncée ci-dessus est donc confirmée par l'étude de toutes ces solutions.

6. Les observations précédentes entraînent encore une autre conséquence.

Puisque, d'après les lois de Raoult, et d'après des conditions thermodynamiques très simples (2), on peut conclure que, quand deux solutions sont isosmotiques, elles doivent avoir aussi la même pression de vapeur ; et comme, d'autre part, de la relation (3) du paragraphe 2 on déduit que les solutions qui ont la même pression de vapeur doivent avoir aussi la même tension superficielle, on peut affirmer que :

Si deux solutions sont isosmotiques, elles doivent aussi être isotoniques et isocapillaires.

La vérification expérimentale de la coexistence de ces propriétés dans un couple de solutions nous est fournie par les recherches de Smits (3) sur les tensions de vapeur des solutions, confrontées avec celles de Whatmough et avec les nôtres.

En effet, on déduit des valeurs trouvées par Smits que les solutions 0,68 normale de NaCl et 0,87 normale de KNO^3 produisent la même dépression dans la tension de la vapeur d'eau. Or, comme on l'a vu, Whatmough a trouvé que ces solutions ont la même tension superficielle, et nous avons trouvé qu'elles sont de même pression osmotique.

---

(1) Le volume auquel se réduisent les globules rouges est d'autant plus petit que la pression osmotique de la solution employée est plus grande. Les chiffres de cette colonne ne donnent toutefois aucune indication sur les valeurs relatives des pressions pour les solutions auxquelles elles se rapportent. On a, en effet, employé pour chaque couple le même volume de sang ; mais ce volume ne fut pas toujours le même pour tous les couples.

(2) V. Hoff, *Phil. Mag.*, (5), 26, p. 92 ; 1888.

(3) *Zeits. f. phys. Chem.*, 39, p. 401 ; 1902.

Nous répétons ici, pour éviter toute équivoque, que toutes les considérations précédentes sont seulement applicables à des solutions diluées.

Pour voir comment les solutions qui n'ont pas le même poids spécifique s'éloignent de la loi mentionnée ci-dessus, nous avons examiné les deux couples de solutions suivants :

0,68N de NaCl	et	1,0N de sucre,
0,25N de $BaCl^2$	et	0,25N de KNO^3.

Smits a trouvé que les deux premières ont la même tension de vapeur ; Whatmough a montré que les deux autres ont la même tension superficielle. Toutefois, comparées avec l'hématocrite, elles ont donné les résultats suivants :

Solutions	Poids spécifique	Lectures à l'hématocrite
NaCl....................	1,03	5
$C^{12}H^{20}O^{11}$	1,14	11
$BaCl^2$....................	1,168	10
KNO^3....................	1,062	7,5

Il en résulterait que les solutions de poids spécifique très différent ont, à égalité de tension superficielle, une pression osmotique d'autant plus grande que leur densité est plus faible.

Mais, sans insister sur cette conclusion, nous pouvons retenir que, pour les solutions diluées de même poids spécifique, l'égalité respective de deux d'entre les éléments : tension superficielle, pression osmotique et tension de vapeur, entraîne l'égalité du troisième.

7. Ces propriétés des solutions nous fournissent une nouvelle manière d'interpréter les phénomènes osmotiques.

On peut penser que les membranes semi-perméables constituent une sorte de réticulum de vésicules pleines de vapeur et en communication d'un côté avec le solvant pur et de l'autre avec la solution, au moyen de petits tubes capillaires (*fig.* 5).

Le passage du solvant d'une partie à l'autre se fait par l'évaporation du liquide et la condensation successive de la vapeur.

En effet, puisque la tension de la vapeur d'une solution est toujours plus faible que celle de la vapeur du solvant, la distillation dans les vésicules devra être plus grande de la part du solvant pur que de la part de la solution. L'excès de vapeur venant du solvant se condensera et passera, ainsi liquéfié, dans la solution. L'entrée

du liquide dans la cellule osmotique donnera la pression intérieure, et la surface des ménisques B de la solution, en présence de la vapeur des vésicules, deviendra peu à peu moins courbe, tandis que la courbure de la surface A du solvant restera invariable.

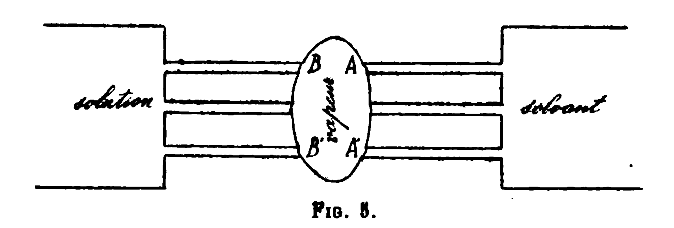


Fig. 5.

Et puisque, d'après lord Kelvin, la vapeur au contact d'une surface courbe prend une pression de plus en plus faible à mesure que la courbure des deux surfaces devient plus forte, il arrivera un moment où il y aura équilibre entre la tension de vapeur au contact des surfaces A du solvant et la tension de vapeur de la solution à la surface B qui tend à devenir plane ou même convexe. Le passage du liquide d'un côté à l'autre cessera alors, et l'on arrivera à l'équilibre osmotique.

Si, des deux côtés de la paroi, on a deux solutions isocapillaires, ayant toutes deux la même tension de vapeur et le même rayon de courbure aux surfaces libres, il ne devra y avoir aucun passage de liquide, puisqu'il y aura égalité parfaite entre la quantité de vapeur qui se forme et qui se liquéfie en même temps des deux côtés.

Cette manière de voir est confirmée par l'expérience suivante :

Si l'on prend une cellule osmotique faite avec un vase poreux à la manière de Pfeffer, on trouve que, lorsqu'elle est vide et plongée dans l'eau, ce liquide ne filtre pas à travers la cellule, même sous l'excès d'une atmosphère de pression. On sait, au contraire, que l'eau pénètre avec la plus grande facilité à travers un vase poreux avant d'y former la membrane. D'après ce que nous avons dit, cette manière de faire est très naturelle, car ce n'est pas l'eau qui traverse la cellule, mais sa vapeur.

8. Ce mécanisme de la pression osmotique rend aussi compte du fait auquel Traube avait fait allusion, c'est-à-dire que les membranes semi-perméables se laissent traverser par les substances qui, comme les alcools, abaissent la tension superficielle de l'eau en s'y dissolvant, tandis que ces membranes sont imperméables aux sels, au

sucre, à l'urée, à toutes les substances, en somme, qui, dissoutes dans l'eau, en abaissent la tension superficielle.

D'après la conception que nous avons exposée ci-dessus, il est naturel que les substances volatiles doivent traverser les membranes semi-perméables. En effet, leur vapeur étant parvenue de la partie BB (*fig.* 5) dans les vésicules de la membrane semi-perméable avec la vapeur du solvant, se condensera du côté AA sur la surface du solvant pur, et de cette façon elles traverseront la membrane.

Dans notre étude précédente, nous avons montré que les substances fixes (par exemple la salicine), qui, même en abaissant la tension superficielle de l'eau, ne passent pas à travers ces membranes, ne font pas exception aux propositions établies par nous.

L'existence de membranes semi-perméables dans le sens étroit du mot est très contestable. En effet, toutes celles qui sont connues se laissent traverser plus ou moins facilement par la substance dissoute, quelle qu'elle soit. Mais, si même les substances fixes, dissoutes dans l'eau, par exemple, traversent ces membranes, leur passage étant extrêmement lent ne peut s'opposer à l'établissement de la pression osmotique, même assez élevée, qui est due, selon notre idée, à la différence entre les tensions superficielles (ou entre les tensions de vapeur) du solvant et celles de la solution. Ce passage peut s'expliquer, du reste, par la formation d'agrégats moléculaires instables entre la substance dissoute et la substance colloïdale qui forme la membrane. Ces agrégats, arrivés au contact du solvant, se décomposeront et lui céderont les molécules de la substance dissoute.

Ce qui précède nous permet d'admettre que les substances qui ne passent pas de l'état de solution à l'état de vapeur sont les seules ne pouvant pas traverser librement une membrane semi-perméable séparant leur solution du solvant pur.

9. Après la publication de cette note dans les *Comptes Rendus de la R. Acad. dei Lincei* (vol. XVI, 1er semestre 1907) a paru un travail étendu de M. G. Flusin (1), où cet auteur étudie l'osmose à travers les membranes animales de caoutchouc semi-perméables.

M. Flusin, se rapportant à notre première note sur la nature de la pression osmotique, et ne connaissant point nos nouvelles obser-

(1) *Du rôle chimique de la membrane dans les phénomènes osmotiques*, par G. Flusin. Grenoble, Allier frères, 1907.

vations rapportées ci-dessus, soulève de nouveau les objections de Monti pour le cas de l'alcool et de l'eau. Il présente, contre notre explication de la pression osmotique, une nouvelle critique provenant de la façon de se comporter d'une solution d'acide tartrique en présence d'une membrane animale. Dans ce cas, l'acide tartrique et l'eau de la solution passent tous les deux dans la même direction vers l'eau pure.

Pour l'alcool éthylique séparé de l'eau, M. Flusin observe que notre explication, qui fait dépendre le sens et l'intensité de l'osmose des variations relatives que subissent les tensions superficielles des deux liquides quand, à N molécules de l'un, on en ajoute n de l'autre, rend bien compte du passage de l'eau dans l'alcool à travers les membranes animales poreuses ou semi-perméables, mais qu'elle est contredite par le cas du caoutchouc, où c'est l'alcool qui va vers l'eau.

Cette objection, toutefois, n'infirme pas la validité de notre explication. Dans notre première note nous fîmes remarquer, d'une manière explicite (§ 6) [1], que nos considérations se rapportaient seulement au cas des membranes semi-perméables, mais que, toutefois, notre conception pouvait rendre compte aussi de ce qui arrive dans tous les faits connus. A ce propos, nous citâmes aussi le cas du caoutchouc séparant l'eau de l'alcool, et nous le rapportâmes justement pour réfuter l'objection de Monti. Il est clair, en effet, que, si la membrane est perméable également aux deux liquides, le sens et l'intensité du courant osmotique seront déterminés par l'influence des variations relatives des tensions superficielles dont nous avons parlé plus haut. Mais, si la membrane est semi-perméable (comme on peut le penser pour le caoutchouc) et ne se laisse pas traverser par l'eau, il est naturel que ce soit l'alcool qui y passe, et dans le sens voulu par les théories de Jäger, de Moore et de Traube, selon lesquelles le passage doit se faire du liquide de tension superficielle inférieure à celui de tension superficielle supérieure. Même le cas de l'acide tartrique ne peut entamer nos conclusions. M. Flusin a, en effet, observé que cet acide altère notablement la membrane animale dont il s'est servi (*loc. cit.*, p. 122), que la concentration de la solution dont cette membrane s'imbibe est — exception unique — avec cet acide, plus grande que celle de la solution où il est plongé ; qu'après avoir servi pour l'acide tartrique,

---

[1] Paragraphe 3 de la note publiée dans le *J. de Phys.*, (4), VI, p. 402.

même après un lavage soigné, la membrane a, pour l'eau pure, un pouvoir absorbant plus petit qu'auparavant. On ne doit donc pas s'étonner si, avec des solutions d'une substance qui altère si profondément la membrane, les phénomènes observés sont contraires à la théorie.

M. Flusin, en étendant à toutes les membranes une conception de Nernst relative au cas spécial où deux liquides sont séparés par un troisième dans lequel seulement l'un des premiers serait soluble, voudrait que, dans tous les cas, ce soit l'action chimique des liquides sur la membrane qui détermine le phénomène.

Il peut certainement, dans chaque cas, y avoir aussi une action chimique entre la membrane et le solvant ou le corps dissous; nous l'avons fait remarquer nous-mêmes. Mais il ne nous semble pas que l'extension de la conception de Nernst, comme le propose M. Flusin, soit acceptable. Du reste, ceci est implicitement prouvé par le fait que, d'après ses nombreuses observations, M. Flusin ne peut déduire aucune relation définie entre les trois facteurs déterminant le phénomène osmotique, c'est-à-dire : le coefficient d'inhibition de la membrane pour le liquide actif, la diminution de ce coefficient par la présence de l'autre liquide inactif et l'attraction échangeable entre les deux liquides, ou entre le solvant et le corps dissous.

Pour éviter toute équivoque, nous répétons donc que nos considérations valent pour les membranes semi-perméables et pour les solutions diluées; mais ceci n'empêche pas que l'explication qui en résulte pour la pression osmotique puisse rendre compte sinon de tous les faits osmotiques, au moins de ceux qui ne sont point compliqués par des altérations dans la nature du septum séparateur.

10. La relation que nous avons établie entre la pression osmotique et la tension superficielle, en permettant d'employer une nouvelle méthode pour reconnaître si deux solutions sont ou ne sont pas isotoniques, est très avantageuse dans beaucoup de recherches.

On connaît le grand intérêt qu'ont les recherches osmotiques dans les études sur les échanges organiques entre les tissus animaux. Mais on sait aussi les grandes difficultés qu'on rencontre quand on veut mesurer ou comparer les pressions osmotiques des liquides organiques soit directement, soit indirectement au moyen de recherches cryoscopiques ou ébullioscopiques. De même la méthode de l'hématocrite n'est pas toujours utilisable, car beaucoup de liquides altèrent le sang en en dissolvant les globules rouges.

Or, d'après ce que nous avons établi ci-dessus, pour reconnaître s'il y a égalité entre les pressions osmotiques de deux solutions dans le même solvant, ou de deux liquides de l'organisme animal, il suffira de rechercher s'ils ont la même tension superficielle. Ceci pourra toujours être fait facilement et avec grande précision par la méthode de Jäger, qui s'y prête mieux que toutes les autres par sa sensibilité et son exactitude.

11. En résumant, nous pensons avoir établi que :

I. Les solutions diluées d'égale tension superficielle ont la même pression osmotique et la même tension de vapeur: en général, il n'y a pas besoin qu'elles soient équimoléculaires pour être isotoniques.

II. On peut admettre que le passage du solvant à travers une membrane semi-perméable est dû à l'évaporation et à la condensation successive de sa vapeur dans les vésicules qui formeraient ces membranes.

III. Le résultat I fournit une nouvelle méthode très facile pour reconnaître l'isotonie de deux liquides. Cette méthode peut trouver d'utiles applications dans les recherches physiologiques.

G. JAEGER. — Zur Theorie der Maxwell-Boltzmannschen Gesetzes (Théorie de la loi de Maxwell-Boltzmann). — *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 46-61; 1905.

F. BOSE. — Ueber die verallgemeinerte Auffassung einer Formel der kinetischen Gastheorie (Généralisation d'une formule de la théorie cinétique des gaz). — *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 155-160; 1905.

Les phénomènes de la radioactivité suggèrent l'idée d'attribuer aux atomes eux-mêmes un certain quantum d'énergie. Cette hypothèse n'entraîne aucune difficulté dans la théorie cinétique, si on suppose cette énergie intra-atomique indépendante de la température. Cette supposition est assez plausible, et d'après ce fait que la vitesse de décomposition de l'émanation du radium, gaz monoatomique selon toute vraisemblance, est indépendante de la température (de — 180° à + 450°).

J.-P. KUENEN. — Ueber die Berechnung der Konstanten a und b der Van der Waalschen Gleichung aus der kritischen Wert (Calcul des constantes a et b de l'équation de Van der Waals à partir des constantes critiques). — *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 189-191 ; 1905.

Ces constantes sont liées par la relation :

$$p_c = \frac{a}{27b^2}$$

$$T_c = \frac{8 \times 273 \times a}{27b(1+a)(1-b)}.$$

L'auteur applique la méthode des approximations successives. En prenant d'abord $(1+a)(1-b)$ égal à l'unité, on calcule un premier système de valeurs a_0, b_0, puis on remplace b par b_0, et on calcule a : cette deuxième approximation est suffisante.

Pour rendre R indépendant du gaz considéré, il suffit de prendre, comme unité de volume, le volume du gaz considéré comme parfait à 0° et sous une pression d'une atmosphère ; l'équation devient :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{T}{273}.$$

M. REINGANUM. — Ueber Energie und spezifische Wärme in der Nähe der kritischen Temperatur (Energie et chaleur spécifique au voisinage de la température critique). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 1008-1019 ; 1905.

L'expression :

$$a = \left(T\frac{dp}{dT} - p\right)v^2,$$

est constante si la formule de Van der Waals est vérifiée. On peut déterminer a d'après les réseaux d'isothermes ; la variation de a donne une mesure des écarts entre la formule et la réalité.

D'autre part :

$$\frac{da}{dT} = T\frac{d^2p}{dT^2} = \frac{dC_v}{d\frac{1}{v}},$$

$$V = \int_{\frac{1}{V}}^{0} a\, d\frac{1}{v} + \int_0^T C_\infty dT + C^{te},$$

C_∞ designant la chaleur spécifique C_v sous volume constant, quand

v est très grand. Si on connaît a en fonction du volume et de la température et la chaleur spécifique C_∞ sous pression très faible, on peut, en différentiant par rapport à T, calculer C_v.

Pour l'éther éthylique, l'anhydride carbonique, l'éthylène, l'isopentane, on trouve que a diminue quand la pression croît, atteint un minimum égal à peu près à la moitié de sa valeur pour v très grand et croît de nouveau ensuite : a est à peu près égal aux 3/4 du volume critique.

La chaleur spécifique C_v, calculée soit par cette méthode des isothermes, soit par les méthodes calorimétriques, passe par un minimum pour une valeur du volume spécifique comprise entre 2,4 et $10 \frac{\text{cm}^3}{\text{gr}}$. On a sensiblement :

$$a + k \frac{da}{dT} = C^{te}.$$

A. BYK. — Die Zustandsgleichungen in ihren Beziehungen zur Thermodynamik (Equations caractéristiques dans leurs relations avec la thermodynamique). — *Annalen der Physik*, t. XIX, p. 441-486 ; 1906.

L'auteur établit la nécessité de l'existence d'une équation caractéristique $p = f(v, T)$, à l'aide des deux principes de la thermodynamique.

Il imagine un cycle de Carnot, décrit par un système formé d'un volume vide de matière, mais sillonné de radiations.

A. BATSCHINSKY. — Abhandlungen über Zustandsgleichungen. I. Der orthometrische Zustand (t. XIX, p. 307-310) ; — II. Aufstellung der Gleichung für Isopentan (*Ibid.*, p. 310-332) (Sur les équations caractéristiques : I. Etat orthométrique ; II. Equation de l'isopentane). — *Annalen der Physik*, t. XXIX ; 1906.

L'auteur appelle orthométrique l'état défini par le point où l'isotherme de Mariotte $pv = C$ coupe l'isotherme de Van der Waals. La valeur k du volume est définie par l'équation :

$$\frac{bRT}{k - b} = \frac{a}{k}.$$

On démontre que la densité orthométrique doit être une fonction linéaire de la température, ce que vérifie l'expérience.

M. Brillouin a proposé l'équation :

$$(1) \qquad p = \frac{A(v^2 + Bv + C)}{v^3 + av^2 + bv + c}.$$

Si on calcule les coefficients d'après les données expérimentales relatives à l'isopentane, on trouve que C varie irrégulièrement. En faisant $C = o$, ce qui ramène l'équation à la forme :

$$(2) \qquad pv = RT - \frac{mv - n}{v^2 + rv - s},$$

les coefficients varient encore d'une manière irrégulière.

L'équation (2) peut se mettre sous la forme :

$$pv = RT - \frac{n\left(\frac{m}{n} v - 1\right)}{v^2 + rv - s},$$

ou, en remarquant que $\frac{m}{n}$ est la densité orthométrique :

$$n = \frac{(v^2 + rv - s)(RT - pv)}{\frac{v}{k} - 1}.$$

Pour v assez grand, on a sensiblement :

$$n = \xi = \frac{v^2(RT - pv)}{\frac{v}{k} - 1} = \frac{v(RT - pv)}{\frac{1}{k} - \frac{1}{v}};$$

et en tenant compte de la formule de Van der Waals :

$$\xi = \frac{a}{\frac{1}{b} - \frac{1}{v}}.$$

ξ représente le travail dépensé quand on amène le gaz du covolume b au volume v et doit être une fonction croissante de v, indépendante de la température. Or, d'après les résultats des expériences, ξ dépend de la température et passe par un minimum pour une certaine valeur de $\frac{-}{v}$.

Dans le cas particulier de l'isopentane, on obtient une exactitude

suffisante avec la formule :

$$\xi = \frac{v^2(\mathrm{RT} - pv)}{\frac{v}{k} - 1} = \mathrm{C^{te}}.$$

L'expression :

$$rv - s = \frac{n\left(\frac{v}{k} - 1\right)}{\mathrm{RT} - pv} - v^2,$$

reste à peu près constante quand v varie : donc $r = 0$, mais aux températures élevées $rv - s$ n'est pas une fonction linéaire de la température : la formule de Brillouin est insuffisante.

En écrivant la formule :

$$pv = \mathrm{RT} - \frac{n\left(\frac{\mathrm{R}}{v} - 1\right)}{v^2 - s},$$

il faut que l'un des coefficients n ou s soit fonction de v. On peut prendre

$$n = \mathrm{A} - \frac{\mathrm{B}}{v}$$

et écrire en définitive, pour l'isopentane :

$$pv = \mathrm{RT} - \frac{\left(\mathrm{A} - \frac{\mathrm{B}}{v}\right)\left(\frac{v}{k} - 1\right)}{v^2 - s},$$

qui représente bien les expériences en prenant :

$$\mathrm{R} = 0{,}8575\ ;\ \mathrm{T} = t + 275{,}3\ ;\ \frac{1}{k} = 0{,}6605 - 0{,}000773\ ;$$

$$\mathrm{A} = k \cdot \frac{8\,074\,000}{\mathrm{T}^{\frac{1}{3}}}\quad s = (1\,068 + 0{,}00315t)^2\ ;$$

$$\mathrm{B} = 22475t - 168{,}54 - \sqrt{505{,}1t^2 - 137\,384t + 12\,209\,700}.$$

Il est possible qu'on parvienne ainsi à une formule qui donne des résultats conformes aux expériences. Mais je ne vois pas qu'une équation ainsi triturée ait d'autre valeur qu'une formule empirique.

M. Lamotte.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXIV: juillet-décembre 1906.

A. PFUND. — Polarisation and selective reflection in the infrared spectrum (Polarisation et réflexion sélective dans le spectre infra-rouge). — P. 19-42.

Le premier soin de l'auteur est de montrer que les radiations infra-rouges sont susceptibles de polarisation par réflexion. Il recherche ensuite si un isolant doué de la réflexion métallique dans l'infra-rouge est capable, comme les métaux, de transformer par réflexion la polarisation plane de la lumière en polarisation elliptique, et il montre que ceci a lieu pour le spath. Enfin il se demande si la réflexion sélective que possèdent certains sels est une propriété moléculaire de la substance ou dépend de son état physique. Il trouve que la position des bandes de réflexion sélective d'un sel solide (tartrates de potasse et de soude) ne change pas lorsque le sel est fondu. Le mécanisme qui donne naissance à ces bandes est donc indépendant de la liberté moléculaire et serait localisé dans la molécule elle-même. Dans les sels d'un acide donné, il serait localisé dans le radical acide.

Les liquides possèdent des bandes de réflexion sélective comme les solides. Dans le cas de l'acide sulfurique fumant, les courbes de réflexion subissent des changements marqués quand l'acide est dilué; cela serait dû à la destruction de certains composants et à la formation de nouveaux.

Ces études ont été faites à l'aide d'un radiomètre sur lequel tombait la lumière d'une lampe Nernst, décomposée par un spectroscope dont les parties optiques étaient un prisme de sel gemme et des miroirs concaves. Les polariseurs et analyseurs étaient des miroirs de sélénium amorphe, dont le pouvoir réflecteur étudié jusqu'à 13 μ est très constant et relativement grand (20 0/0 environ).

A noter le procédé qu'a employé M. Pfund pour se procurer un très bon miroir concave du poids de quelques milligrammes pour son radiomètre. Il argente une bonne lentille divergente, et, par des petits coups sur la tranche, il en sépare des éclats qui forment de très bons miroirs, aussi légers qu'on le désire.

WALTER-S. ADAM. — Sun-spots lines in the spectrum of Arcturus (Raies des taches du Soleil dans le spectre d'Arcturus). — P. 69-77.

Une étude attentive a montré à M. W.-S. Adam que le spectre d'Arcturus, qui ressemble beaucoup au spectre du Soleil, est identique au spectre des taches; les raies y présentent entre elles les mêmes intensités relatives. Si l'on admet que c'est la température qui est la cause des différences entre le spectre du Soleil et celui des taches, l'atmosphère d'Arcturus, qui doit être dans le même état physique que ces dernières, serait à une température plus basse que le Soleil. Une étude semblable sur le spectre d'α Orion a montré les mêmes différences avec le spectre solaire, mais beaucoup plus accentuées. Le Soleil, Arcturus et Rigel seraient donc dans des états de température décroissante.

WALTER-S. MITCHELL. — Result of solar observations at Princeton, 1905-1906; (Résultat des observations solaires à Princeton). — P. 78-95.

L'auteur donne dans cet article la liste des raies qui sont affaiblies et renversées dans le spectre des taches. Un mémoire précédent contenait celle des raies élargies et renforcées (*Astroph. Journ.*, XXII, p. 11).

Il y aurait lieu de continuer l'étude des spectres d'arc dans l'hydrogène pour éclaircir certaines particularités des spectres des taches et de la chromosphère.

P.-G. NUTTING. — Line Structure, III (Structure des raies, III). — P. 3-125.

M. Nutting appelle raies normales celles qui s'élargissent et se renversent quand leur intensité s'accroît. Il les distingue des raies « composées », qui donnent naissance alors à plusieurs satellites.

Les raies de la source de lumière employée, arc ou tube de Plücker, étaient observées, d'une part, avec un spectroscope suivi d'un échelon de Michelson, et, d'autre part, avec un spectrophotomètre qui servait à les comparer aux radiations d'une lampe Nernst. Le pouvoir séparateur de l'échelon était tel qu'il permettait l'étude de raies

de $0^{\mathrm{mm}},005$ de large. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

La largeur des raies normales est sensiblement une fonction linéaire de leur intensité.

Sa valeur minimum à la pression atmosphérique est approximativement $0^{\mathrm{mm}},04$; elle est presque la même pour toutes les raies. A basse pression, cette largeur pour l'arc est d'environ $0^{\mathrm{mm}},005$.

Les raies normales de l'arc se dédoublent ou se renversent pour des valeurs de l'intensité ne variant que du simple au double.

Quand le renversement ou le dédoublement se produit, chaque composante a à peu près une largeur égale au minimum de largeur de la raie originale. En d'autres termes, les raies normales se dédoublent quand leur largeur est devenue deux fois leur largeur minimum. Chaque composante s'élargit ensuite rapidement, surtout de son côté extérieur.

Quelques-uns au moins des satellites des raies composées s'élargissent et se dédoublent comme les raies normales quand l'intensité s'accroît.

Lord BLYTHSWOOD et WALTER-A. SCOBLE. — Photographs of certain arc spectra from λ 5 800 to λ 8 500 (Photographies de certaines raies de l'arc de λ 5 800 à λ 8 500). — P. 125-128.

Cet article contient les reproductions des spectres d'arc d'une douzaine de métaux photographiés avec un réseau concave sur des plaques sensibilisées au bleu d'alizarine S.

Voici le bain sensibilisateur utilisé, qui s'emploie immédiatement après sa préparation :

Dans 100 centimètres cubes d'alcool ajouter, 2 centimètres cubes d'ammoniaque concentrée et dissoudre $0^{\mathrm{gr}},2$ de bleu d'alizarine S. Ajouter 100 centimètres cubes d'eau distillée et filtrer. Les plaques sont d'abord lavées dans une dissolution à 1 0/0 d'ammoniaque pendant deux minutes, puis plongées dans le bain sensibilisateur pendant deux minutes, enfin lavées à l'eau courante encore pendant deux minutes. Ces plaques ne se conservent guère qu'une journée après leur sensibilisation.

JAMES-P.-C. SOUTHALL. — The geometrical theory of optical imagery (Théorie géométrique de la formation des images dans les instruments d'optique. — P. 156-185.

La méthode que Abbe a introduite dans l'optique géométrique et que Czapski a développée dans son livre consiste à traiter la région de l'espace où se trouve l'image comme liée à celle où se trouve l'objet par les relations linéaires :

$$x' = \frac{a_1x + b_1y + c_1z + d_1}{ax + by + cz + d}, \qquad y' = \frac{a_2x + b_2y + c_2z + d_2}{ax + by + cz + d},$$
$$z' = \frac{a_3x + b_3y + c_3z + d_3}{ax + by + cz + d}.$$

L'auteur envisage le même problème en mettant plus particulièrement à profit les propriétés projectives de ce mode de correspondance.

GEORGE HALE, WALTER-S. ADAM et HENRY-G. GALE. — Preliminary paper on the cause of the caracteristic phenomena of Sun-spot spectra. — Vol. XXIV, p. 185-214.

G. HALE et WALTER-S. ADAM. — Second paper on the cause of caracteristic phenomena of Sun spectra. — Vol. XXV, p. 75-95.
(Notes sur la cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires.)

Dans les taches solaires, certaines raies du spectre d'un élément sont renforcées par rapport aux mêmes raies du spectre de la photosphère, d'autres sont affaiblies, d'autres y ont la même intensité. De plus, toutes les raies renforcées se trouvent dans le spectre visible, et le fond continu du spectre des taches a une intensité plus grande dans la région la moins réfrangible. Les auteurs ont pensé que la cause de ces particularités peut se trouver dans une différence de température des vapeurs métalliques dans les taches et la photosphère ; et, pour appuyer leur conclusion, ils ont étudié dans le laboratoire le spectre de quelques éléments, titane, chrome, vanadium, fer, manganèse, à des températures très différentes, soit avec un arc entretenu par des courants de même voltage, mais d'intensité variant de 30 à 2 ampères, soit avec une étincelle condensée fournie par un transformateur donnant de 1 000 à 64 000 volts.

Plus de 90 0/0 des raies que contiennent leurs tables, qui sont renforcées dans le spectre des taches, se renforcent en passant de l'arc à 30 ampères à l'arc à 2 ampères. Plus de 90 0/0 des raies qui sont affaiblies dans les taches sont aussi affaiblies ou disparaissent dans le spectre de l'arc à 2 ampères. Dans une liste de 152 raies choisies au hasard, qui n'ont pas de particularités dans le spectre des taches, il n'y en a pas qui soit renforcée dans l'arc à faible voltage ou dans la flamme; or on est en droit de penser que la température de l'arc décroît avec l'intensité du courant, et qu'elle est moindre que celle de l'étincelle condensée; il y a donc de fortes présomptions pour que la température des taches soit inférieure à celle de la photosphère.

Dans leur second mémoire, les auteurs signalent qu'ils ont observé dans les taches les cannelures de l'oxyde de titanium (λ 5598), dont la présence dans le spectre des étoiles du troisième type est prise pour une marque de leur basse température; ils indiquent qu'il ne se produit que des vitesses radiales très faibles dans les vapeurs formant la pénombre des taches; enfin, ils examinent quelques faits que la théorie de la différence de température explique difficilement : localisation dans la partie visible du spectre des raies modifiées dans les taches; présence de raies fortes et bien définies du titane à côté des cannelures de son spectre de bandes; adjonction d'ailes aux raies du sodium à 80 0/0, de celles du calcium à 25 0/0, de celles du chrome, du fer et du manganèse, mais à aucune de celles du vanadium et du titane.

N.-B. ANDERSON. — A spectroscopic study of the spark spectrum (Etude du spectre d'étincelle). — P. 221-255.

Cette étude, faite sur l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique, cherche à relier entre elles les différentes causes qui peuvent influer sur le spectre d'étincelle, pression, capacité, inductance, en les faisant varier séparément dans des limites étendues. L'auteur trouve, comme G. Hale et Kent, que les raies deviennent plus larges quand s'accroissent la capacité, la pression et l'intensité, plus étroites quand s'accroissent l'inductance, la résistance et le voltage. La cause probable d'élargissement dans tous ces cas est l'augmentation de la quantité de vapeur autour de l'étincelle; avec le gaz carbonique, les raies sont plus larges qu'avec l'air, moins qu'avec l'hydrogène.

Les déplacements d'une trentaine de raies sous l'influence de la

pression sont à peu près les mêmes que ceux mesurés par Humphreys et Mohler avec l'arc, réduits à la même pression. Ils ont été mesurés jusqu'à 109 atmosphères avec l'acide carbonique et l'hydrogène, ce dernier donnant des déplacements plus faibles.

C. BARNARD. — Photographic observations of Giacobini's comet 1905, C (Observations photographiques de la comète Giacobini, 1905, C). — P. 255-259.

Cette comète, malheureusement difficile à observer, avait une belle queue de 8 ou 10° de long. La note de M. Barnard en contient deux belles photographies qui montrent les déformations profondes que peuvent subir ces astres à quelques jours d'intervalle.

Henry-C. LOMB. — On the theory of cemented doublet (Sur la théorie des doublets collés). — P. 263-268.

L'auteur montre, en prenant pour exemple deux lentilles minces collées, comment on peut exprimer avec la méthode d'Abbe, que ce système a une longueur focale donnée, qu'il n'a pas d'aberration sphérique et qu'il est aplanétique. Cette dernière condition s'exprime par la loi des sinus (*die Sinussatze*). Voici cette loi, qui a une importance fondamentale dans les nouvelles théories de l'optique géométrique : Pour que tous les rayons issus d'un point p en dehors de l'axe d'une surface optique sur une perpendiculaire PS à cet axe au point S dépourvu d'aberration sphérique viennent converger en un point P′ en dehors de l'axe sur la perpendiculaire P′S′ (S′, image de S), il faut que l'on ait :

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \frac{n'}{n} \beta,$$

n et n' étant les indices des deux milieux, u et u' les angles des rayons incidents et réfractés, β le grossissement linéaire (Czapski, *Grundzuge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe*, p. 123).

Robert-James WALLACE. — Color-filters for astronomical photography with reflecting telescope (Filtres de radiations pour la photographie astronomique avec des télescopes réflecteurs). — P. 268-278.

L'auteur interpose des écrans colorés devant ses plaques photographiques pour rendre les résultats photométriques plus semblables

aux observations visuelles. Il indique longuement comment il prépare ces écrans en gélatine coulée sur glace et coloriés à l'esculine et à la tartrazine. La composition des dissolutions de gélatine est de :

Eau distillée.....................	100 grammes
Gélatine..........................	$2^{gr},5$
Matière colorante.................	$0^{gr},25$

L'article contient deux planches montrant leur effet.

S. CHEVALIER. — On the brightness of the inner edge of the penumbra in Sun spots (Sur l'éclat du bord intérieur de la pénombre dans les taches solaires). — P. 278-285.

L'auteur publie quelques photographies qui montrent que le bord interne de la pénombre des taches solaires est plus brillant que le bord externe. Faye et Lockyer avaient mis ce fait sur le compte d'une pure illusion visuelle.

I. HARTMANN. — The spectrocomparator (Le spectrocomparateur). P. 285-302.

Cet appareil, qui a été conçu pour l'application de la méthode de l'auteur pour la mesure des vitesses radiales, peut rendre de grands services dans l'étude des spectres. Il permet de juxtaposer dans le champ de l'oculaire d'un microscope à deux objectifs deux spectres portés sur deux plaques différentes. Les deux plaques reposent sur des supports parallèles dont l'un est mobile par rapport à l'autre. Ce mouvement, gouverné par une vis micrométrique, permet de faire coïncider tout un spectre dans son ensemble avec l'autre; dans la méthode ordinaire de mesure où l'on se sert d'un micromètre à fil mobile, on est obligé de pointer chaque raie l'une après l'autre.

G. EBERHARD. — A spectroscopic investigation of Dr Urbain's preparation of terbium (Etude spectroscopique des préparations de terbium du Dr Urbain). — P. 309-332.

Les préparations de terres rares, si remarquablement pures, qu'a obtenues M. G. Urbain ont permis de déterminer leurs spectres dans des conditions d'exactitude que l'on n'avait jamais pu atteindre.

M. G. Eberhard, de l'Observatoire de Potsdam, a étudié particulièrement le spectre du terbium ; il en donne une liste de 1 275 raies, et indique celles qu'il a pu éliminer à coup sûr, comme appartenant au gadolinium, à l'yttrium et au dysprosium. Cette étude spectrale montre que le gadolinium et le terbium sont des corps simples et que les préparations qu'en a faites M. Urbain sont assez pures pour permettre une détermination du poids atomique très exacte. Les raies du terbium les plus persistantes sont : λλ 3523,82 ; 3676,52 ; 3 703,01 ; 3 704,05 ; 4005,62 ; 4 278,71. Elles peuvent servir à déceler des traces de terbium dans d'autres minerais.

Le spectre solaire ne renferme pas de raies de ce corps, du moins d'une intensité appréciable.

SEBASTIAN ALBRECHT. — On the relation between stellar spectral types and the intensities of certain lines in the spectra (Sur les relations entre les types spectraux stellaires et les intensités de certaines raies dans les spectres). — P. 333-344.

Les types envisagés (F à *Me* de la classification d'Harvard) comprennent le type solaire G. Il arrive le plus souvent que les raies se modifient d'un type à l'autre, comme elles le font du spectre de la photosphère au spectre des taches, mais pour certaines raies c'est juste l'inverse qui a lieu.

FRANK-W. VERY. — The temperature of the Moon (La température de la Lune). — P. 351-355.

M. W.-W. Coblentz [1], ayant observé que plusieurs minerais communs possèdent des bandes de réflexion métallique de 8,5 μ à 10 μ, en avait conclu que la Terre et la Lune pouvaient être considérées comme des surfaces possédant dans leur ensemble ces bandes de réflexion. La plus grande partie du rayonnement calorifique lunaire serait alors la réflexion spéculaire du rayonnement du Soleil, et non celui d'un corps échauffé par ce rayonnement ; la température de la Lune serait bien de l'ordre de — 235° indiqué par Langley. M. Frank Very, que des travaux considérables avaient conduit à admettre une température de près de 100°, conteste la dernière conclusion de

---

(1) *Physical Review*, XXIII, p. 247 ; septembre 1906.

M. Coblentz. La courbe d'énergie de la radiation de la Lune ne présente pas une bande de 8,5 à 10 μ, mais un spectre continu, et, si elle paraît offrir un maximum dans cette région, ce n'est qu'à cause de l'énorme absorption produite de 5 à 8 μ par la vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre. La courbe une fois corrigée de cette influence représente bien le rayonnement d'un corps à une température peu inférieure à 100°.

M. Coblentz donne aussi pour raison de sa théorie l'abaissement rapide, en $1^h,30^m$, du rayonnement lunaire pendant une éclipse. M. Frank Very fait observer que nous n'observons que le rayonnement de la surface de la Lune et, par conséquent, qu'un refroidissement superficiel, et non celui de toute sa masse, qui serait beaucoup plus lent. Il y aurait quelques expériences de laboratoire à faire pour éclaircir ce point.

A.-L. CORTIE. — On the connection between disturbed areas of the solar surface and the solar corona (Sur la relation entre les régions troublées de la surface solaire et la couronne). — P. 355-360.

L'aspect de la couronne solaire varie d'une éclipse à l'autre en suivant la même périodicité que les taches et les proéminences. Cette note du P. Cortie montre que ce n'est pas seulement par sa forme générale qu'elle est en relation avec ces phénomènes, mais que des détails de structure bien définis sont associés aux aires d'activité des taches et des facules.

Jules Baillaud.

MESURES DE LONGUEURS D'ONDE POUR L'ÉTABLISSEMENT D'UN SYSTÈME DE REPÈRES SPECTROSCOPIQUES ;

Par MM. H. BUISSON et CH. FABRY.

I. — INTRODUCTION.

Les recherches que l'on va exposer ont été entreprises à la suite d'une décision du Congrès de l'Union internationale pour les recherches solaires, tenu à Oxford en 1905. D'après cette décision, les longueurs d'onde d'un certain nombre de raies d'arc doivent être prises comme repères pour les mesures spectroscopiques. Rappelons rapidement les considérations qui y ont conduit.

Toutes les mesures spectroscopiques (détermination des longueurs d'onde de radiations correspondant aux diverses raies d'un spectre) se font par interpolation, en rapportant chaque raie à des raies voisines, de longueurs d'onde connues. Il faut donc, pour ces mesures, connaître les longueurs d'onde d'un certain nombre de raies (repères ou raies normales). Il est utile que leur nombre soit assez grand pour que l'interpolation soit toujours facile.

Un ensemble de repères constitue ce que l'on peut appeler un système de longueurs d'onde. Sa précision limite celle de toutes les autres mesures spectroscopiques. Or, les puissants appareils dispersifs dont on dispose aujourd'hui (réseaux de Rowland ou appareils à prismes) permettent de faire, par interpolation, des mesures exactes au millionième en valeur relative. Il est, par suite, nécessaire que les longueurs d'onde des repères soient connues avec une précision qui atteigne au moins le millionième.

Au point de vue purement spectroscopique, les longueurs d'onde interviennent seulement par leurs rapports ; on pourrait les exprimer au moyen d'une unité arbitraire. Mais il est évidemment rationnel, puisque les longueurs d'onde sont des longueurs, de les rapporter à l'unité de longueur ordinaire, au mètre. La comparaison d'une longueur d'onde avec le mètre est une opération métrologique, qui exige des méthodes spéciales, et qui nécessite l'intervention de l'étalon matériel qui représente le mètre, tandis que la comparaison de deux longueurs d'onde est une opération purement optique. L'établissement d'un système de longueurs d'onde comprend donc deux parties distinctes :

1° Comparaison avec le mètre de la longueur d'onde d'une certaine radiation ;

2° Mesure des rapports des longueurs d'onde de cette radiation et d'un certain nombre d'autres qui serviront de repères dans le spectre.

Les anciens systèmes de longueurs d'onde, tels que celui d'Angström, ne visaient pas à une grande précision : les nombres n'y étaient donnés qu'avec cinq chiffres, c'est-à-dire avec une précision moindre que le cent-millième, précision sans doute suffisante alors, eu égard à la faible dispersion des appareils dont on disposait.

Depuis vingt ans, toutes les mesures spectroscopiques ont été faites en prenant comme point de départ les nombres de Rowland, bien qu'à la même époque d'autres observateurs aient donné des résultats au moins aussi précis. Les nombres de Rowland comprennent toutes les raies qu'il put observer dans le spectre solaire (environ 20 000) et un petit nombre de raies métalliques empruntées à la lumière de l'arc. La mesure absolue, base du système, était celle de la raie D_1 obtenue par Bell dans le laboratoire de Rowland. Un certain nombre de raies furent comparées à celle-ci par la méthode des coïncidences, et les autres mesurées par interpolation.

Rowland pensait que les valeurs absolues étaient exactes au cent-millième, et que les rapports des longueurs d'onde ne devaient pas contenir d'erreurs dépassant le millionième.

Les mesures absolues de Michelson et Benoît, en 1893, sur les raies du cadmium, montrèrent que les nombres de Rowland étaient erronés d'environ $\frac{1}{30\,000}$. Les spectroscopistes ne firent pas grande attention à ce résultat ; les rapports de longueurs d'onde, seuls, les intéressent, et on n'avait encore aucune raison de douter de l'exactitude, en valeur relative, des nombres de Rowland. En 1901, Fabry et Perot [1] firent une série de mesures interférentielles sur les raies solaires. Une trentaine de raies, entre les longueurs d'onde 4643 et 6471, furent séparément comparées avec une raie du cadmium. Soit λ la longueur d'onde exacte, ainsi trouvée, λ_1 la valeur indiquée par Rowland pour la même raie. Si les nombres de Rowland sont corrects en valeur relative, le rapport $\frac{\lambda_1}{\lambda}$ doit être le même pour

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XXV, p. 98 ; 1902 ; — *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 73 et 261 ; 1902.

toutes les raies. Il n'en est pas ainsi. Ce rapport varie d'une raie à l'autre, et il varie d'une manière régulière dans la partie étudiée du spectre. Pour deux raies voisines, ce rapport a sensiblement la même valeur ; pour deux raies éloignées, il peut y avoir des écarts atteignant 8 millionièmes.

Donc, tandis que dans les tables de Rowland les erreurs accidentelles sont très faibles, il y a des erreurs systématiques qui faussent les rapports des longueurs d'onde de quantités très notables.

Ces erreurs peuvent être attribuées à l'emploi des réseaux, qui présentent inévitablement des erreurs systématiques de tracé. D'ailleurs, Kayser a essayé de refaire des comparaisons de longueurs d'onde par la méthode des coïncidences, en se servant de réseaux de Rowland. Il a trouvé que les résultats dépendaient des réseaux employés (1).

On peut conclure que le réseau, excellent appareil dispersif, suffit pour des mesures par interpolation sur un intervalle étroit, mais ne peut convenir ni pour des mesures absolues, ni pour comparer deux raies éloignées.

Il faut encore remarquer, à propos de l'emploi des repères de Rowland, qu'ils se rapportent à des raies solaires. Or on se sert presque toujours, pour fournir des repères, non de la lumière solaire, mais d'une source artificielle, arc ou étincelle. Beaucoup de raies de ces sources correspondent à des raies noires du spectre solaire, mais il n'y a pas identité absolue de longueur d'onde. Il est vrai que Rowland a donné les longueurs d'onde d'un certain nombre de raies d'arc, mais ces raies sont peu nombreuses, et leurs longueurs d'onde sont sujettes à caution, parce qu'elles ont été mesurées avec moins de soin que les raies solaires, et avec l'idée préconçue que les différences entre les raies solaires et les raies d'arc devaient être nulles ou très petites.

En résumé, les raisons suivantes doivent faire rejeter le système de Rowland : les valeurs absolues sont fausses de $\frac{1}{30000}$; les valeurs relatives présentent des écarts systématiques atteignant presque le cent-millième ; enfin, ces mesures se rapportent au spectre solaire, tandis que ce sont les spectres des métaux que l'on emploie comme comparaison.

La question fit l'objet de plusieurs rapports présentés à la première

(1) *Astrophysical Journal*, t. XIX, p. 157 ; 1904.

réunion de l'Union internationale des recherches solaires [1]. La plupart des auteurs (Crew, Perot et Fabry, Kayser) concluaient à la nécessité d'établir un nouveau système de longueurs d'onde, emprunté à des sources artificielles. Aucune décision ne fut prise à cette réunion, qui était, en quelque sorte, préliminaire.

La seconde réunion (Oxford, 1905) examina de nouveau la question et prit les décisions suivantes [2] :

I. La longueur d'onde d'une radiation convenablement choisie sera prise comme étalon primaire des longueurs d'onde. Le nombre qui représente cette longueur d'onde sera fixé une fois pour toutes ; il définira, dès lors, l'unité de longueur d'onde, qui devra différer aussi peu que possible de 10^{-10} mètre, et s'appellera angström.

II. Il y a lieu de choisir des étalons secondaires dont la distance ne dépassera pas 50 angströms. Ces étalons secondaires seront rapportés à l'étalon primaire par une méthode interférentielle. La source lumineuse sera fournie par un arc électrique de 6 à 10 ampères.

L'adoption des raies d'arc, de préférence aux raies solaires, pour la définition des repères, se justifie par les raisons suivantes : une source artificielle est d'un emploi plus commode ; on l'a toujours à sa disposition ; dans bien des cas, des raies brillantes valent mieux que des raies sombres ; enfin les longueurs d'onde des raies solaires sont affectées par les mouvements du Soleil et de la Terre, et peut-être aussi par les phénomènes propres au Soleil, qui ne sont pas constants, et sur lesquels on n'a aucune action.

L'intervalle maximum de 50 angströms entre deux raies consécutives conduit à déterminer une centaine de repères dans l'ensemble des spectres visible et ultra-violet. Ce grand nombre de repères est nécessaire ; avec les spectroscopes à grande dispersion, on ne peut observer à la fois qu'une petite partie du spectre, qui doit contenir plusieurs repères. Cette nécessité est encore plus grande dans le cas des appareils à prismes, dans lesquels les formules d'interpolation ne sont pas simples.

En 1907, une troisième réunion eut lieu à Meudon. Sur le choix de l'étalon primaire, une décision définitive put être prise. Les mesures de Benoît, Fabry et Perot, presque rigoureusement concordantes avec celles de Michelson et Benoît, donnent pour la longueur d'onde

---

(1) *Astrophysical Journal*, t. XX ; 1904.

(2) *Transactions of the international Union for Cooperation in Solar Research*, t. I, p. 234 ; 1906.

de la raie rouge du cadmium le nombre 6438,4696 · 10^{-10} mètre dans l'air sec à 15° et pression normale. On décida de prendre la raie rouge du cadmium comme étalon primaire et de représenter sa longueur d'onde par le nombre 6438,4696 angströms. C'est là la définition de l'angström ; on peut considérer comme certain qu'il vaut 10^{-10} mètre, avec une précision voisine du dix-millionième.

Notre travail a pour but la détermination des étalons secondaires. Il était désirable, avant de prendre une décision, que les mesures aient été faites indépendamment par plusieurs personnes. Notre travail étant le seul achevé lors de la réunion de Meudon, aucune décision ne put être prise.

II. — SOURCES DE LUMIÈRE.

La lumière du cadmium, qui doit servir d'étalon primaire, est produite par un tube de Michelson alimenté par du courant continu qui est fourni par une batterie de petits accumulateurs donnant une tension d'environ 1 200 volts ; le courant, de quelques milliampères, est réglé par une résistance liquide.

Au lieu d'employer la lumière du cadmium pour lui comparer directement les autres radiations, nous avons préféré prendre un intermédiaire, d'emploi plus commode, et mieux placé dans le spectre au point de vue photographique. Nous nous sommes servis, pour cela, de la lampe à vapeur de mercure de Cooper-Hewitt, qui donne une lumière très intense. C'est la raie verte 5460 que nous avons prise comme étalon intermédiaire. Une cuve de chromate neutre de potassium et une de chlorure de didyme absorbent toutes les autres radiations ; la cuve de didyme est inutile lorsque l'on emploie des plaques photographiques peu sensibles au jaune.

Les raies que nous avons mesurées sont produites par l'arc électrique, principalement par l'arc au fer. Cet arc était produit entre deux tiges de fer, de 7 millimètres de diamètre, placées verticalement et disposées dans un régulateur à main. L'emploi d'un régulateur automatique n'aurait que des inconvénients, l'usure des tiges de fer étant très lente. L'intensité du courant, qui doit être continu, était ordinairement de 3 à 5 ampères. Si l'intensité devient plus forte, les raies s'élargissent, les mesures deviennent moins précises, et même impossibles sur certaines raies. L'arc est extrême-

ment stable, pourvu que l'intensité ne soit pas trop forte, et que la source qui fournit le courant ne soit pas à une tension trop basse. Cette source était, le plus souvent, une distribution à 110 volts, avec interposition d'une résistance réglable d'une vingtaine d'ohms. Dans ces conditions, l'arc est tellement stable qu'on peut faire des poses photographiques d'une demi-heure sans avoir à y toucher. Exceptionnellement nous avons pris du courant sous 220 volts avec la même intensité. On peut ainsi obtenir un arc, toujours très stable, mais plus long, ce qui permet de mieux séparer la lumière émise par les différentes parties de l'arc.

On s'est astreint, dans le choix des raies mesurées, à ne pas dépasser l'intervalle de 50 angströms entre deux raies consécutives. La plupart des raies très fortes n'ont pas été mesurées, parce qu'elles ne sont pas assez fines. On a repris toutes celles qui avaient été mesurées par Fabry et Perot.

Dans certaines parties du spectre, les raies susceptibles de fournir des repères manquent. Nous avons mesuré deux raies du manganèse, qui sont toujours fournies avec une intensité bien suffisante par l'arc entre tiges de fer ordinaire. Dans la région 5800, nous avons mesuré quatre raies du nickel, produites par l'arc jaillissant entre deux tiges de ce métal, arc aussi stable que l'arc au fer. Enfin, dans l'extrême ultra-violet, les raies du fer deviennent, pour la plupart, très faibles ; nous avons mesuré trois raies du silicium, produites par l'arc entre charbons, tel qu'il est employé pour l'éclairage. Dans cette région, le spectre continu produit par les charbons n'existe plus, il n'y a que la lumière émise par la partie gazeuse, et les raies du silicium sont les plus brillantes.

III. — MÉTHODE.

La méthode employée permet de comparer chaque radiation avec une même radiation fondamentale ; les mesures relatives aux diverses raies sont ainsi complètement indépendantes les unes des autres.

C'est toujours la méthode interférentielle, basée sur l'emploi des lames argentées. Bien qu'elle ait été déjà décrite en détail, on va la résumer.

L'appareil interférentiel se compose de deux lames de verre ou de quartz, présentant chacune une surface argentée. Ces surfaces sont

placées en regard, et amenées au parallélisme exact. Elles comprennent donc entre elles une lame d'air d'épaisseur uniforme.

Supposons cet appareil éclairé par une source de lumière monochromatique, de longueur d'onde λ, et observons au moyen d'une lunette visant à l'infini. A chaque point du champ correspond une direction définie de rayons et, par suite, une valeur déterminée de l'angle d'incidence dans la lame d'air. Soit, pour un point donné M du champ, i l'angle d'incidence. Ce point M reçoit : un rayon qui a traversé l'appareil, un qui a subi deux réflexions sur les faces de la lame d'air, un qui en a subi quatre, etc. Les différences de marche que ces divers rayons présentent avec le premier sont en progression arithmétique, dont la raison est $2e \cos i$.

L'ordre d'interférence au point M sera :

$$\frac{2e \cos i}{\lambda}.$$

On en déduit que le phénomène d'interférence se présente sous forme d'anneaux centrés sur le point du champ qui correspond à la direction normale aux surfaces argentées ($i = 0$). Les anneaux brillants sont des lignes fines, séparées par de larges intervalles sombres, et cette particularité est d'autant plus marquée que le pouvoir réflecteur des surfaces est plus grand. Chaque anneau est caractérisé par un ordre d'interférence entier, qui diminue d'une unité d'un anneau au suivant à partir du centre. L'angle d'incidence a une même valeur pour tous les points d'un anneau ; nous l'appelons le rayon angulaire de l'anneau ; son double, α, en est le diamètre angulaire.

Soit P le numéro d'ordre, entier, d'un anneau, α son diamètre angulaire ; l'ordre d'interférence au centre ($i = 0$) sera représenté par p. On a :

$$p = \frac{2e}{\lambda}$$

et, par suite, $P = p \cos\frac{\alpha}{2}$. L'angle α étant petit, on en déduit :

$$p = P + P\frac{\alpha^2}{8}.$$

On verra plus loin comment on détermine l'entier P ; la mesure de α permet donc de calculer p. Nous employons, pour la mesure, le premier ou le second anneau à partir du centre.

Soit une autre radiation λ'. En refaisant les mêmes déterminations, on aura :

$$p' = \frac{2e}{\lambda'} = P' + P'\frac{\alpha'^2}{8}. \qquad \text{D'où} \qquad \lambda = \lambda'\frac{p'}{p}.$$

La radiation λ étant celle que l'on mesure, et λ' celle qui sert de repère fondamental, le problème est résolu.

On a supposé connus les entiers P et P'. Pour P', on utilise la méthode des coïncidences décrite par Fabry et Perot, en partant d'une mesure approchée de l'épaisseur, et utilisant les radiations du mercure et du cadmium. Ayant, d'autre part, mesuré α', on calcule p'.

On a toujours une valeur approchée λ_1 de la longueur d'onde λ. L'équation

$$p\lambda = p'\lambda'$$

permet alors de calculer une valeur approchée p_1 de l'ordre d'interférence p. Si l'erreur du nombre λ_1 n'est pas trop forte, l'ordre d'interférence de l'anneau central est l'entier immédiatement inférieur à p_1. Admettant ce résultat, et ayant mesuré le diamètre α de l'un des anneaux, on obtient l'ordre d'interférence au centre p. La partie fractionnaire mesurée de p ne doit pas différer de celle, calculée, de p_1 de plus de 0,1 à 0,2, pour qu'il n'existe aucune incertitude sur la partie entière.

En définitive, tout se réduit à la mesure des diamètres angulaires des anneaux produits par les deux radiations à comparer.

La radiation λ étant, dans nos expériences, une radiation de l'arc au fer, il faut observer les interférences qu'elle produit en la séparant des autres radiations de la même source. Dans les expériences de Perot et Fabry, faites visuellement, cette séparation était obtenue en projetant un spectre de la source et en isolant, au moyen d'une fente, la raie à mesurer. La lumière qui traversait tombait ensuite sur l'appareil interférentiel et produisait les anneaux. Les mesures actuelles ont été faites entièrement par la méthode photographique. L'ancienne méthode eût été, dans ces conditions, d'un emploi pénible. Nous avons été amenés à employer un dispositif tel que, sur chaque plaque, on ait les interférences produites par un grand nombre de raies. Il a suffi, pour cela, de placer l'appareil interférentiel avant l'appareil dispersif.

La *fig.* 1 donne le schéma des appareils employés. La lumière

émise par l'arc S traverse une lentille de concentration L, puis l'appareil interférentiel I. S'il y a lieu, une cuve absorbant certaines radiations gênantes est interposée en C. L'objectif O projette dans

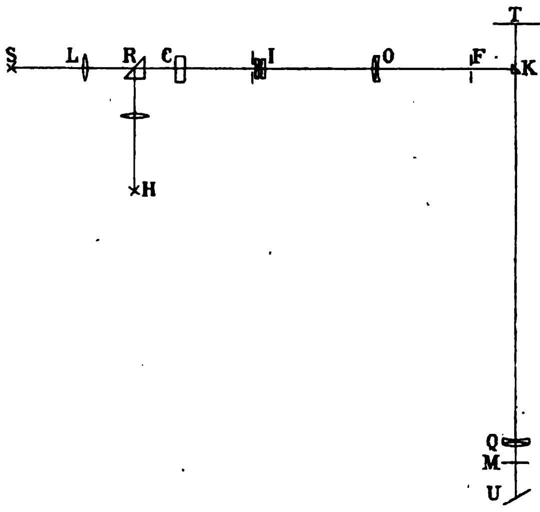


Fig. 1.

son plan focal F les anneaux d'interférence. Dans ce plan, chaque radiation donne son système d'anneaux, tous centrés sur le même point. C'est seulement ensuite que les diverses radiations sont séparées : la fente d'un spectroscope est placée dans le plan F, suivant un diamètre des anneaux. L'appareil spectroscopique, à réseau plan (il doit être dépourvu d'astigmatisme), donne autant d'images de la fente qu'il y a de radiations distinctes dans la lumière incidente. Chacune de ces images reproduit ce que l'on aurait si la source S émettait seulement la radiation correspondante, dans la portion du plan F occupée par l'ouverture de la fente. La fente doit avoir une largeur telle que l'image correspondant à la radiation que l'on veut mesurer n'empiète pas sur les images voisines. Dans le cas de spectres à petits nombres de raies, on peut lui donner une grande largeur, et on obtient alors de véritables anneaux ; si le spectre est très riche en raies, la fente doit être étroite, et l'image se réduit à des points brillants, intersections de la fente avec les anneaux. La *fig.* 2 représente ces deux aspects.

La disposition de l'appareil dispersif varie selon les cas (Voir § IV);

celui qui est représenté sur le schéma (*fig.* 1) est du système autocollimateur. L'image se fait sur la plaque photographique T. On pourra, sur le même cliché, mesurer les anneaux correspondant à toutes les radiations contenues dans la partie photographiée du spectre.

Il faut, d'autre part, obtenir les anneaux produits par une radiation servant de comparaison. Nous nous sommes servis, pour cela, de la raie verte du mercure, émise par la lampe Cooper-Hewitt placée en H. Un prisme à réflexion totale R, introduit sur le faisceau, renvoie la lumière du mercure, à la place de celle de l'arc, à travers l'appareil interférentiel. Le spectroscope devient inutile pour cette lumière qui, avec interposition de cuves convenables, peut être considérée comme monochromatique. Un miroir plan, interposé en M devant le réseau, donne sur la plaque T une image réelle des anneaux de la raie du mercure.

On doit déterminer des diamètres angulaires d'anneaux. On mesure, sur le cliché, le diamètre AB de l'image de l'un d'eux ; on en déduira sa valeur angulaire si l'on connaît l'échelle de l'image, c'est-à-dire le nombre de millimètres correspondant à un angle donné. Pour cela, on a placé sur la fente deux repères métalliques transversaux, qui donnent sur chaque image deux traits X, Y (*fig.* 2). En

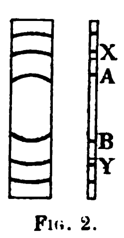


Fig. 2.

même temps qu'on mesure AB, on mesure la distance $XY = r$ des images des repères. On a déterminé, une fois pour toutes, l'angle correspondant à la distance XY. On a alors tous les éléments nécessaires pour le calcul.

IV. — DESCRIPTION DES APPAREILS.

Le dispositif optique dont on vient d'indiquer le schéma subit quelques modifications selon la partie du spectre qu'il s'agit d'étu-

dier : pour l'ultra-violet au delà de 3600, tout objet en verre doit être éliminé. On va décrire successivement les différents appareils qui composent l'installation.

Appareil interférentiel. — Il se compose de deux lames transparentes, possédant chacune une face plane argentée. Ces faces sont maintenues au parallélisme exact et à une distance invariable. L'appareil, antérieurement décrit sous le nom d'étalon d'épaisseur, a été construit par Jobin. Pour les longueurs d'onde plus grandes que 3 600, les lames sont en verre. Elles ont été argentées soit par le procédé chimique, soit par projection cathodique, en employant les appareils de notre collègue Houllevigue (1). Cette dernière méthode permet d'obtenir des argentures d'une régularité remarquable, d'un pouvoir réflecteur très élevé, malgré une grande transparence. Malheureusement les propriétés de l'argent ainsi obtenu ne sont pas toujours les mêmes, et il est difficile de produire une argenture répondant à des conditions données.

Pour les longueurs d'onde inférieures à 3 600, les lames sont en quartz. Le pouvoir réflecteur de l'argent déposé chimiquement devient extrêmement faible aux environs de la longueur d'onde 3 300 et les interférences disparaissent. Certaines argentures par projection cathodique se comportent de même ; pour d'autres, le pouvoir réflecteur ne présente pas une décroissance aussi rapide, ce qui nous a permis de les employer pour les longueurs d'onde plus petites ; leur pouvoir réflecteur devient cependant faible vers l'extrémité du spectre ultra-violet, et nous avons dû, dans cette région, employer des lames de quartz nickelées par projection cathodique.

Il y a avantage, pour la précision des mesures, à employer des interférences à grandes différences de marche ; mais on est limité parce que, les raies n'étant pas infiniment fines, les franges cessent d'être nettes lorsque l'épaisseur de la lame d'air devient trop grande. Les ordres d'interférence employés ont varié de 14 000 à 27 000. L'épaisseur d'air avait 5 millimètres dans le cas de $\lambda > 3\,600$ et $2^{mm},5$ pour $\lambda < 3\,600$.

L'appareil interférentiel est diaphragmé, de manière que la région utilisée, toujours la même pour les radiations que l'on compare, n'ait que 8 millimètres de diamètre. Grâce à cette précau-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 396 ; 1905.

tion, un léger défaut de parallélisme des surfaces ne peut avoir aucune influence.

L'appareil est porté par un support, construit par Jobin, qui permet de lui donner divers mouvements : une double translation permet de l'amener dans le faisceau, et on peut l'orienter par deux rotations, de façon à centrer les anneaux sur la fente.

Appareil dispersif. — Comme il doit être dénué d'astigmatisme, l'emploi du réseau concave est impossible. Nous nous sommes servis de réseaux plans avec le dispositif autocollimateur. La lumière qui a traversé la fente se réfléchit sur le prisme à réflexion totale K (*fig.* 1) et tombe sur l'objectif Q, de 1 mètre de foyer, dont le tirage peut varier au moyen d'un pignon denté agissant sur une crémaillère ; une division en millimètres tracée sur le tube coulissant permet de repérer sa position. Le réseau plan U est un réseau de Rowland de 568 traits au millimètre, de 80 sur 50 millimètres. Il est porté sur un cercle divisé, grâce auquel on peut facilement le mettre à une position donnée. La lumière diffractée retraverse l'objectif, passe au-dessous du prisme à réflexion totale, et forme le spectre sur la plaque photographique T de dimensions 9×12. Celle-ci est placée dans un châssis métallique qui peut glisser verticalement pour permettre de faire plusieurs poses sur la même plaque. La distance du châssis à l'objectif peut être modifiée au moyen d'une crémaillère ; enfin la plaque peut être inclinée d'angles connus par rapport à l'axe de l'objectif en la faisant tourner autour de la verticale qui passe par son milieu. Cet ensemble est porté par un bâti en fonte très solide, construit par Jobin.

Lorsque l'on veut photographier une portion déterminée du spectre, il importe de pouvoir mettre rapidement, et sans tâtonnements, chaque pièce (réseau, objectif et plaque) dans la position convenable. Pour cela, on a établi préalablement, et traduit par des courbes en fonction de la longueur d'onde : 1° l'inclinaison du réseau, facile à calculer ; 2° le tirage de l'objectif étudié expérimentalement ; 3° l'inclinaison que doit avoir la plaque pour que le spectre soit net sur la plus grande longueur possible, inclinaison qui se déduit facilement de la courbe précédente et de l'étude de la courbure du champ. Quant à la position de la plaque dans le sens du rayon lumineux, elle reste invariable et a été déterminée une fois pour toutes.

Dans le cas des longueurs d'onde plus grandes que 3600, l'ob-

jectif, en verre, est achromatique. Sa dispersion est faible, et par suite les inclinaisons de la plaque sont petites.

Pour l'ultra-violet, le prisme à réflexion totale K et l'objectif Q sont en quartz. Il n'y a plus achromatisme ; les variations de tirage sont considérables, ainsi que les inclinaisons de la plaque.

Le réseau plan dont on s'était servi dans le spectre visible a présenté une singularité inattendue : Ses spectres de divers ordres et des deux côtés s'arrêtent brusquement vers la longueur d'onde 3 500. Kayser et Runge ont observé un réseau qui présentait la même anomalie ([1]). Elle ne semble pas pouvoir s'expliquer par la forme des traits ; elle est due aux propriétés optiques du métal sur lequel est gravé le réseau, dont le pouvoir réflecteur est extrêmement faible pour les radiations de petite longueur d'onde.

Le dispositif autocollimateur, extrêmement commode, présente ce petit inconvénient que la lumière réfléchie par l'objectif tombe sur la plaque et peut donner un peu de voile. Cela n'est gênant que dans le cas des poses longues. Pour les radiations rouges, les poses, il est vrai, sont longues, mais il est facile d'éliminer par une cuve absorbante les radiations les plus actiniques, et le voile n'est pas à craindre. Il n'en est pas de même dans le cas de l'extrême ultraviolet. Nous avons été amenés à abandonner le dispositif autocollimateur, et à employer un appareil à collimateur et chambres

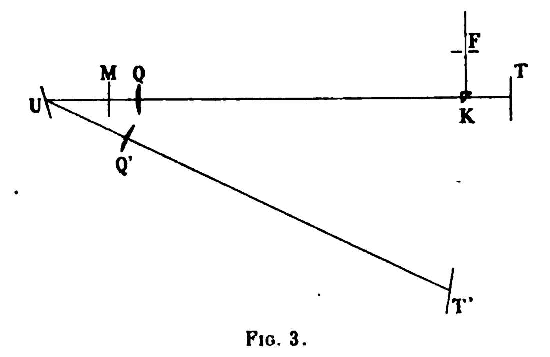


Fig. 3.

séparés (*fig.* 3). Le collimateur et le réseau conservent la même disposition, mais la lumière diffractée tombe sur un deuxième objectif en quartz qui projette le spectre sur la plaque T. La chambre est

([1]) *Abhandlungen der K. Akademie der Wissenschaften zu Berlin* : 1888.

fixe, et l'on fait tourner le réseau pour faire défiler le spectre. La mise au point se fait en déplaçant l'objectif Q, ainsi que la plaque, l'objectif Q' restant fixe.

On s'est servi le plus souvent du troisième spectre. L'échelle est alors de $0^{mm},18$ par angström. Le deuxième spectre a servi pour le rouge, où il est plus brillant. On l'a employé aussi pour l'extrême ultra-violet, à cause des superpositions de spectres.

Pour la photographie des interférences données par la raie verte du mercure, on interpose devant le réseau un miroir plan M, porté par un support à vis calantes qui viennent se placer dans trois crapaudines, permettant de le remettre sans tâtonnements à sa position.

Objectif des anneaux. — Nous appelons ainsi la lentille O (*fig.* 1) qui projette les anneaux sur la fente. Son plan focal, pour la région du spectre étudiée, doit contenir la fente du spectroscope. Elle est portée par un tube à coulisse gradué, qui permet, au moyen d'une crémaillère, de faire varier sa position. C'est une lentille achromatique en verre que l'on remplace, dans le cas de l'ultra-violet, par une lentille quartz-spath. Leurs distances focales sont d'environ 26 centimètres. On a étudié la dispersion de chacune d'elles, et tracé des courbes qui donnent la position de l'objectif pour chaque région du spectre.

Il faut, dans chaque cas, connaître la distance angulaire correspondant à la distance des repères placés sur la fente. Cet angle est ainsi défini : supposons la fente éclairée par derrière ; un observateur la regardant à travers l'objectif des anneaux la voit à l'infini, ainsi que les repères qu'elle porte. La distance angulaire des repères ainsi vus est l'angle cherché. On l'a déterminé directement pour la raie verte du mercure, en se servant d'une lunette visant à l'infini, à oculaire micrométrique antérieurement étalonné en angles au moyen d'un cercle divisé. L'angle θ, pour une radiation quelconque λ, se déduit de l'angle θ', que l'on vient de mesurer pour la raie verte, par la formule :

$$\theta = \theta' \frac{f}{f'},$$

f et f' étant les distances focales déterminées comme on vient de le dire.

Cuves absorbantes. — Il est utile d'éliminer dans divers cas cer-

taines radiations gênantes ; nous employons pour cela des cuves à liquides placées en C (*fig.* 1). Pour la photographie des franges en lumière verte du mercure, nous interposons une dissolution de chromate neutre de potassium, qui élimine les raies violettes et ultraviolettes ; les plaques que nous employions n'étaient pas impressionnées par les raies jaunes.

Quand le réseau intervient, il faut empêcher la superposition des spectres. La cuve de chromate supprime toutes les radiations de longueur d'onde inférieure à 5000 environ. Une solution acide de sulfate de quinine absorbe les radiations plus courtes que 4300. Dans le cas de l'ultra-violet, on peut avoir au contraire à éliminer les radiations de longueurs d'onde plus grandes que celles que l'on étudie. Une cuve de quartz, contenant la solution de nitrosodiméthylaniline, indiquée par Wood [1], remplit cet office. Lorsque aucune cuve absorbante n'est utile, on interpose une cuve d'eau pour diminuer l'échauffement de l'appareil interférentiel.

Plaques photographiques. — Il y a tout intérêt à réduire les temps de pose. Pour tous les clichés ne contenant que des raies de longueur d'onde inférieure à 4800 (région de sensibilité des plaques non orthochromatiques), nous avons employé des plaques Lumière Σ. Dans la région verte, et pour la raie verte du mercure, nous avons employé les plaques Smith. Pour le jaune et le rouge, on s'est servi soit de plaques Lumière orthochromatiques B, soit de plaques Cramer Trichromatic. C'est seulement à la fin de nos recherches que nous avons essayé les excellentes plaques Wratten et Wainwright, dont l'emploi nous aurait rendu de grands services si nous les avions connues plus tôt.

V. — MANIÈRE D'OPÉRER.

Mise en place et réglage. — Le spectroscope, partie la plus lourde de l'installation, reste immobile, et le réglage est fait en déplaçant les autres appareils. Les sources de lumière, arc au fer et lampe Hewitt avec son prisme à réflexion totale, sont d'abord mises en place. L'objectif des anneaux est centré sur le faisceau. L'appareil interférentiel nécessite un réglage et une mise en place soignés. Son réglage consiste à assurer le parallélisme des surfaces argentées. Il

(1) *Astrophysical Journal*, t. XVII, p. 133 ; 1903.

se fait en agissant sur les vis de serrage qui appliquent les lames de verre sur les surfaces métalliques, et se constate en regardant, à l'œil nu, les anneaux produits par la lumière du mercure; déplaçant l'œil dans tous les sens, le diamètre de ces anneaux doit rester invariable. Les variations d'épaisseur de la lame d'air qui peuvent se produire, soit lorsqu'on refait le réglage, soit par suite des dilatations, sont extrêmement faibles, et ne font pas varier l'ordre d'interférence de plus d'une ou deux unités. L'observation des coïncidences des anneaux verts et violets du mercure fixe, à simple vue, l'ordre d'interférence de l'anneau central.

Ce réglage fait, on place devant l'appareil interférentiel le diaphragme qui en limite la partie utile. L'ensemble est alors mis en place sur le faisceau. Sa distance à l'objectif des anneaux est telle que cet objectif projette, à travers la fente, une image de l'ouverture du diaphragme sur le réseau; de cette façon l'appareil interférentiel et le réseau sont utilisés de la même manière pour tous les points de l'image et pour toutes les radiations.

L'appareil interférentiel doit être orienté de telle manière que le centre des anneaux se projette au milieu de la fente [1]. Pour s'en assurer, on observe, au moyen d'un oculaire mis à la place de la plaque photographique, l'image produite par la radiation verte du mercure.

La largeur de la fente a varié, selon que les raies sont plus ou moins serrées, de $0^{mm},15$ à $0^{mm},30$.

La lentille de concentration L projette une image de l'arc sur le diaphragme de l'appareil interférentiel. Cette image est assez grande pour éliminer la lumière émise par les extrémités des tiges de fer. Dans le cas de l'ultra-violet, cette lentille est en quartz; il faut, dans ce cas, tenir compte de son défaut d'achromatisme pour la mettre à la place convenable.

Obtention d'un cliché. — Les éléments d'une mesure comprennent la photographie des interférences produites par la raie verte du mercure et de celles de l'arc au fer. Pour éliminer l'influence des changements de température, il est nécessaire de faire deux fois la pose

(1) Cette condition n'est pas nécessaire pour que les mesures soient correctes; il suffit que le centre des anneaux tombe, pour le mercure et le fer, à la même distance de la fente. Il est cependant préférable, pour la précision des pointés, que la fente coupe normalement les anneaux, et, pour cela, qu'elle occupe un diamètre.

relative au mercure, avant et après la pose correspondant au fer. Ces trois poses doivent être faites sans toucher en quoi que ce soit l'appareil interférentiel et la fente. Sur les clichés ainsi obtenus, les images des repères de la fente ne sont pas toujours bien visibles s'ils se trouvent par hasard entre deux anneaux brillants. Il est, par suite, utile de faire une pose sur le fer et une sur le mercure dans les mêmes conditions que précédemment, mais après avoir enlevé l'appareil interférentiel.

On est alors conduit à la série suivante d'opérations :

1° Pose pour les anneaux du mercure, prisme à réflexion totale R en place, ainsi que le miroir M, tirage de l'objectif des anneaux et de celui du spectroscope correspondant à $\lambda = 5\,460$, cuve de chromate, plaque photographique normale au faisceau;

2° Pose pour les anneaux du fer, prisme et miroir enlevés, tirages des objectifs correspondant à la région que l'on va photographier, inclinaison de la plaque à la valeur convenable, cuve appropriée;

3° Pose pour les anneaux du mercure, identique à la première.

On enlève alors l'appareil interférentiel.

4° Pose pour les repères en lumière du mercure, comme 1 et 3;

5° Pose pour les repères en lumière du fer, comme 2 ;

6° Il est utile d'avoir sur la même plaque un spectre du fer avec fente fine. Pose comme 5, après avoir diminué la largeur de la fente.

Pendant la pose relative aux anneaux du fer, on note la température ambiante et la pression. Selon les cas, les six poses sont faites sur la même plaque, ou sur deux plaques différentes, l'une pour le fer, l'autre pour le mercure.

Le temps de pose varie beaucoup selon l'épaisseur des argentures et la région du spectre. Pour les anneaux du mercure, il est de quelques secondes ; pour ceux du fer, il a varié de une seconde à trente minutes.

VI. — MESURES.

Les mesures consistent en déterminations de diamètres d'anneaux, ou plus exactement en mesures de distances, telles que AB (*fig.* 2), des points noirs qui, sur le cliché, représentent les intersections des anneaux brillants avec la fente; on a aussi à déterminer la distance des images des repères. Ces distances ne dépassent pas 10 millimètres, et il est bon que la précision des mesures atteigne le centième de

millimètre. On s'est servi d'un comparateur longitudinal de construction très simple.

Le cliché à mesurer est placé verticalement dans un cadre sur le chariot d'une machine à diviser. Il est éclairé par transparence. On le vise avec une lunette à réticule. Le même chariot porte une lame de verre divisée en dixièmes de millimètre que vise un microscope à réticule. Un observateur regarde dans la lunette et manœuvre la vis de la machine à diviser, l'autre fait les lectures au microscope et inscrit les nombres. Chaque mesure est faite deux fois, en déplaçant le chariot successivement dans les deux sens.

Ces mesures font connaître pour chaque raie du fer et pour la raie du mercure la distance des repères, le diamètre du premier anneau et, s'il se peut, celui du second. On connaît, en outre (Voir plus haut), l'angle qui correspond à la distance des repères. Il faut, pour chaque radiation, calculer l'ordre d'interférence au centre.

Considérons d'abord la radiation du mercure. Soient : r', la distance des repères ; θ', l'angle correspondant, exprimé en radians ; δ', le diamètre de l'un des anneaux mesurés dont on connaît le numéro d'ordre P'. Le diamètre angulaire de cet anneau est :

$$\alpha' = \frac{\delta'}{r'}\theta'.$$

L'ordre d'interférence au centre est alors :

$$p' = P' + P'\frac{\alpha'^2}{8} = P' + \frac{P'}{8}\left(\frac{\delta'\theta'}{r'}\right)^2.$$

Si l'on a mesuré les diamètres de deux anneaux, on a deux valeurs de p' qui doivent être identiques : elles concordent, en général, à quelques millièmes près.

On prend la moyenne des résultats donnés par les deux poses faites avec la raie du mercure. Par suite de la présence des observateurs et des sources de lumière, la température s'élève un peu entre les deux poses, et la seconde donne pour p' une valeur plus élevée de quelques millièmes.

Considérons maintenant une raie du fer. Soit λ sa longueur d'onde inconnue. On connaît les valeurs de r, δ, θ relatives aux anneaux de cette raie. L'anneau dont le diamètre est δ a comme numéro d'ordre un nombre entier P qui n'est pas encore connu. On va le déterminer grâce à la connaissance d'une valeur approchée λ_1 de la longueur

d'onde λ. Cette valeur est prise dans les tables de Rowland, et multipliée par 0,999967, rapport moyen entre les longueurs d'onde vraies et celles de Rowland.

L'équation $p\lambda = p'\lambda'$ donne, en y remplaçant λ par la valeur approchée λ_1, une valeur approchée p_1 de l'ordre d'interférence p. Si l'approximation est suffisante, elle n'entraîne pas d'erreur sur la partie entière. Le numéro du premier anneau est l'entier immédiatement inférieur à p_1, ce qui fait connaître les numéros de tous les anneaux et, en particulier, le numéro P de celui qui a été mesuré. On calcule alors l'ordre d'interférence au centre p par la formule :

$$p = P + \frac{P}{8}\left(\frac{\delta\theta}{r}\right)^2.$$

Une erreur d'une unité sur la valeur approchée n'est pas à craindre : l'ordre d'interférence étant par exemple de 20000, il faudrait que la valeur approchée λ_1 fût erronée de $\frac{1}{20\,000}$ pour produire une pareille erreur. En fait, l'erreur est beaucoup moindre ; la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence mesuré p ne diffère de celle de la valeur approchée p_1 que d'une quantité notablement inférieure à 1. En général, la différence ne dépasse pas 0,1.

Les ordres d'interférence sont ainsi définis avec une incertitude moindre que 0,01. Chacun d'eux étant voisin de 20000, l'erreur relative est moindre que $\frac{1}{2\,000\,000}$; dans les cas les plus défavorables, l'incertitude sur λ n'atteindra pas le millionième.

Pour un cliché donné, l'ordre d'interférence p' relatif au mercure est une constante. On calcule, une fois pour toutes, le produit $p'\lambda'$, qui représente deux fois l'épaisseur de l'appareil interférentiel. Cette épaisseur se trouve ainsi déterminée avec une précision de l'ordre de $0^{\mu},002$.

VII. — CORRECTIONS.

1. *Corrections de phase.* — On a raisonné comme si l'épaisseur optique de la lame d'air de l'appareil interférentiel était la même pour toutes les radiations. Il n'en est pas rigoureusement ainsi, à cause du changement de phase par réflexion sur l'argent, très légèrement variable avec la longueur d'onde. Tout se passe comme si

chaque radiation subissait, sans changement de phase, la réflexion sur un certain plan, que l'on peut appeler surface optique du verre argenté ; la position de ce plan varie légèrement d'une radiation à une autre.

Pour s'affranchir de l'influence de cette variation, il suffit, en principe, de faire, avec les mêmes argentures, deux observations avec deux épaisseurs d'air différentes. C'est, on va le voir, ce que nous avons fait, mais l'une des épaisseurs est si faible que la connaissance exacte des longueurs d'onde est inutile pour calculer les résultats correspondants, et qu'à elles seules les observations faites avec la petite épaisseur résolvent la question des changements de phase.

Soient λ' et λ les longueurs d'onde de la raie verte du mercure et d'une autre radiation quelconque. Les épaisseurs correspondantes de la lame d'air ont des valeurs très légèrement différentes e' et e.

Les ordres d'interférence correspondants sont :

$$p' = \frac{2e'}{\lambda'} \quad \text{et} \quad p = \frac{2e}{\lambda}. \quad \text{D'où} \quad \lambda = \frac{e}{e'} \times \frac{p'}{p} \times \lambda'.$$

Au lieu de faire ainsi le calcul, on a raisonné comme si l'épaisseur était la même et l'on a admis pour λ la valeur très légèrement inexacte $\frac{p'}{p}\lambda'$. On peut corriger cette valeur en lui ajoutant la correction :

$$\eta = \frac{e}{e'} \times \frac{p'}{p} \times \lambda' - \frac{p'}{p}\lambda' = \frac{2(e-e')}{p}.$$

Le problème sera résolu si, pour chaque radiation, on connait la différence $\varepsilon = 2(e - e')$ des doubles épaisseurs optiques correspondant aux deux radiations λ et λ'. Cette différence est évidemment indépendante de l'épaisseur elle-même; λ' étant fixe, c'est une simple fonction de λ, que l'on peut, pour des surfaces données, déterminer une fois pour toutes.

Il suffit pour cela d'utiliser des interférences d'ordre peu élevé, avec des radiations de longueurs d'onde à peu près connues, et de mesurer en un même point les ordres d'interférence q et q' relatifs à ces deux radiations. On a alors

$$\varepsilon = 2(e - e') = q\lambda - q'\lambda'.$$

Opérant avec ces diverses radiations, on peut tracer la courbe des ε

en fonction de λ. La correction η se déduit de ε par la formule :

$$\eta = \frac{\varepsilon}{2e} \times \lambda.$$

Les ordres d'interférence q et q' se mesurent avec une incertitude moindre que 0,01, c'est-à-dire avec une précision du même ordre que celle que l'on avait dans la mesure des anneaux à l'infini.

Les valeurs de $\varepsilon = 2(e - e')$ varient beaucoup d'une argenture à une autre ; les corrections ne sont applicables qu'aux mesures faites avec les mêmes surfaces.

La comparaison des nombres obtenus avec diverses surfaces nous a conduits à quelques résultats intéressants, qui n'ont pas de rapport direct avec le but du mémoire actuel ; ils feront l'objet d'un travail spécial, dans lequel la méthode employée sera exposée avec plus de détails.

2. *Correction de température et de pression de l'air.* — On a décidé de donner toutes les longueurs d'onde dans l'air sec à 15° et sous pression normale, et le nombre adopté pour la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium a été obtenu dans ces conditions. Les variations de l'état de l'air font varier les longueurs d'onde en valeur absolue de quantités très notables. Au contraire, les rapports des longueurs d'onde ne varient que de quantités très faibles, car c'est seulement la dispersion de l'air qui intervient ; si l'indice de l'air était constant dans le spectre, toutes les longueurs d'onde varieraient dans le même rapport. S'il en était ainsi, nos mesures donneraient directement les longueurs d'onde dans les conditions normales, quelles que fussent d'ailleurs les conditions atmosphériques au moment des mesures, puisque la valeur adoptée pour la longueur d'onde fondamentale, et introduite dans le calcul, est celle qui correspond à ces conditions normales. Toutefois la dispersion de l'air n'est pas nulle ; il faut donc faire une correction, d'ailleurs très faible, dépendant des conditions atmosphériques au moment où le cliché a été obtenu. Nous appellerons conditions actuelles celles qui avaient lieu à ce moment, et conditions normales celles qui correspondent à 15° et à la pression normale.

Soient : M, la masse spécifique de l'air dans les conditions actuelles, définies par la température t et la pression H ; λ, la longueur d'onde d'une radiation dans les conditions actuelles ; n, l'indice correspondant de l'air dans les mêmes conditions ; λ' et n', les quantités

analogues pour la raie verte du mercure. Les mêmes lettres affectées de l'indice 0 représentent les mêmes quantités dans les conditions normales. C'est λ_0 que l'on veut obtenir. On a mesuré les ordres d'interférence p et p' dans les conditions actuelles, et l'on a par suite :

$$p\lambda = p'\lambda'.$$

On a conduit le calcul de la manière suivante : on a calculé la quantité $\frac{p'\lambda'_0}{p}$, qui serait la longueur d'onde normale si l'air n'était pas dispersif, et on lui fait subir une correction.

Cette correction, différence entre la valeur exacte et celle que l'on vient de calculer, a pour valeur :

$$\gamma = \lambda_0 - \frac{p'\lambda'_0}{p} = \lambda_0\left(1 - \frac{p'}{p} \times \frac{\lambda'_0}{\lambda_0}\right) = \lambda_0\left(1 - \frac{\lambda\lambda'_0}{\lambda'\lambda_0}\right);$$

mais

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{n_0}{n} \quad \text{et} \quad \frac{\lambda'}{\lambda'_0} = \frac{n'_0}{n'},$$

donc

$$\gamma = \lambda_0\left(1 - \frac{n_0 n'}{n'_0 n}\right) = \lambda_0 \frac{n'_0 n - n_0 n'}{n'_0 n};$$

le dénominateur $n'_0 n$ peut être remplacé par l'unité. On a d'autre part :

$$\frac{n-1}{M} = \frac{n_0 - 1}{M_0}, \qquad \frac{n'-1}{M} = \frac{n'_0 - 1}{M_0}.$$

Tirant n et n' de ces équations et les portant dans l'expression de γ, il vient :

$$\gamma = \lambda_0 (n_0 - n'_0) \frac{M - M_0}{M_0}.$$

Le facteur $\frac{M - M_0}{M_0}$, facile à calculer en fonction de la température et de la pression, est constant pour toutes les raies d'un même cliché. On a d'autre part calculé en fonction de la longueur d'onde la quantité $\lambda_0 (n_0 - n'_0)$, et on l'a représentée par une courbe.

Ces corrections n'atteignent de valeur notable que dans l'extrême ultra-violet ; la plus grande que nous ayons rencontrée est de 0,007 angström.

3. *Mesure de la raie verte du mercure.* — La raie verte du mercure est accompagnée de nombreux satellites ; aussi ne peut-elle servir d'étalon primaire. Elle nous a seulement servi d'intermédiaire, à cause de son éclat et de sa commodité d'emploi. Sa longueur d'onde a été comparée à celle des raies du cadmium, et cela pour chaque épaisseur d'air employée et pour chaque argenture. On élimine ainsi toute erreur due à l'influence des satellites. Cette comparaison a été faite visuellement sans appareil dispersif. On peut envoyer à volonté à travers l'appareil interférentiel la lumière de l'une ou l'autre source, avec interposition de cuves convenables. Les anneaux sont observés au moyen d'une lunette visant à l'infini, munie d'un micromètre étalonné en valeur angulaire.

VIII. — RÉSULTATS.

Le nombre des clichés employés pour ces mesures a été de 43, dont 22 obtenus avec des appareils en verre et 21 avec des appareils en quartz. Chaque cliché contient, ordinairement, un intervalle de 600 angströms ; mais, dans les régions où les défauts d'achromatisme se font fortement sentir, toute l'étendue du cliché n'est pas utilisable. Dans les cas les plus favorables, on a mesuré quinze à vingt raies sur un même cliché. Une même partie du spectre se trouve toujours sur plusieurs clichés.

Le nombre total des mesures effectuées se monte à 405, portant sur 115 raies différentes.

On va donner un exemple complet d'une mesure.

Conditions d'obtention du cliché. — Cliché 56. 17 mars 1906, plaque Smith.

Température	17°,6
Pression	765^{mm}
Appareil interférentiel : épaisseur	5^{mm}
Lames de verres, argentées par projection cathodique.	
Largeur de la fente	$0^{mm},3$
Pour les anneaux du fer : temps de pose	10 secondes
Pour les anneaux du mercure : temps de pose	30 secondes
Longueur d'onde au milieu de la plaque	3800
Inclinaison de la plaque	12°
Intensité du courant dans l'arc	3 ampères

MESURE DES ANNEAUX DU MERCURE.

	Premier anneau $P' = 18\,336$	Deuxième anneau $P' = 18\,335$	Distance des repères
Première pose....	$\delta' = 2{,}675$	$\delta' = 6{,}11$	$r' = 8{,}12$
Deuxième pose....	$\delta' = 2{,}735$	$\delta' = 6{,}115$	$r' = 8{,}12$

Toutes ces longueurs sont exprimées en millimètres.

L'angle des repères placés sur la fente est $\theta' = 0{,}03091$ radian.

L'ordre d'interférence est alors calculé par la formule :

$$p' = P' + \frac{P'}{8}\left(\frac{\theta'\delta'}{r'}\right)^2,$$

qui donne les valeurs suivantes :

	Calculé avec le premier anneau	Calculé avec le deuxième anneau	Moyenne
Première pose...	18336,238	18336,242	18336,240
Deuxième pose...	248	244	246
	Moyenne admise......		$p' = 18336{,}243$

La longueur d'onde de la raie verte obtenue avec ces argentures et cet appareil interférentiel est :

$$\lambda' = 5460{,}741.$$

Par suite:

$$p'\lambda' = 100129{,}947.$$

MESURE DES ANNEAUX DU FER.

Longueur d'onde indiquée par Rowland............	3977,891
— — corrigée $\lambda_1 =$	3977,76
Valeur approchée de l'ordre d'interférence $p_1 = \frac{p'\lambda'}{\lambda_1} =$	25172,32
Angle des repères.......................... $\theta =$	0,03040 radian
Distance des repères.......................... $r =$	8mm,09

	Premier anneau	Deuxième anneau
Diamètre des anneaux δ........	3,02	5,625
Numéro d'ordre P.............	25172	25171
Ordre d'interférence calculé....	25172,406	25172,407
Moyenne p..........	25172,406	

Valeur brute de la longueur d'onde $\frac{p'\lambda'}{p}$	3977,7473
Correction d'air......................	0,0000
Correction de phase..................	— 0,0019
Longueur d'onde corrigée.......	3977,7454

Toutes les raies ont été mesurées plusieurs fois; quelques-unes

l'ont été en employant, dans l'appareil interférentiel, des surfaces recouvertes de différents métaux (argent déposé par projection cathodique, argent chimique, et nickel). Les résultats, avant d'avoir subi la correction de phase, sont extrêmement discordants ; ils deviennent très concordants après ces corrections. On va donner comme exemple les nombres obtenus sur une raie située dans la région du spectre où les propriétés de l'argent chimique varient rapidement et où, par suite, les corrections de phases correspondantes sont considérables.

Dans le tableau suivant, on a indiqué les numéros des clichés, la nature de la couche métallique, la valeur de la longueur d'onde corrigée seulement de l'effet de l'air, mais non de la correction de phase, la valeur de cette correction, et enfin la longueur d'onde corrigée λ.

	Numéro du cliché	λ non corrigé	Correction de phase	λ corrigé
Argent cathodique	134	3399,3440	— 0,0064	3399,3376
	136	,3440	— 0,0064	,3376
Argent chimique	175	,3140	+ 0,0233	,3373
	177	,3145	+ 0,0233	,3378
	194	,3128	+ 0.0233	,3361
	195	,3134	+ 0.0233	,3367
Nickel	254	,3280	+ 0,0091	,3371
			Moyenne	3399,3372

Le tableau suivant donne le résultat définitif des mesures :

2373,737	3556,879	4647,437	5535,418
2413,310	3606,681	4678,855	5569,632
Si 2435,159	3640,391	4707,287	5586,770
Si 2506,904	3677,628	4736,785	5615,658
Si 2528,516	3724,379	Mn 4754,046	5658,835
2562,541	3753,615	4789,657	5709,396
2588,046	3805,346	Mn 4823,521	Ni 5760,843
2628,296	3843,261	4859,756	5763,013
2679,065	3865,526	4878,226	Ni 5805,211
2714,419	3906,481	4903,324	Ni 5857,760
2739,550	3935,818	4919,006	Ni 5892,882
2778,225	3977,745	4966,104	5934,683
2813,290	4021,872	5001,880	5952,739
2851,800	4076,641	5012,072	6003,039
2874,176	4118,552	5049,827	6027,059
2912,157	4134,685	5083,343	6065,493
2941,347	4147,677	5110,415	6137,700
2987,293	4191,441	5127,364	6191,569
3030,152	4233,615	5167,492	6230,732
3075,725	4282,407	5192,362	6265,147
3125,661	4315,089	5232,958	6318,029
3175,447	4352,741	5266,568	6335,343
3225,790	4375,935	5302,316	6393,612
3271,003	4427,314	5324,196	6430,859
3323,739	4466,554	5371,498	6494,994
3370,789	4494,572	5405,780	
3399,337	4531,155	5434,530	
3445,155	4547,854	5455,616	
3485,344	4592,658	5497,521	
3513,820	4602,944	5506,783	

Comparaison avec les résultats antérieurs. — Parmi les raies que nous avons mesurées se trouvent les 14 raies mesurées visuellement par Fabry et Perot en 1901. Ces anciennes mesures étaient rapportées à la valeur 6438,4722 de la raie rouge du cadmium, donnée par Michelson et Benoît. En les ramenant à la même unité que les mesures actuelles, elles deviennent très concordantes avec celles-ci. Les écarts n'atteignent que quelques millièmes d'angström, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre. Un seul écart atteint 0,007. La moyenne des différences, prises avec leurs signes, est seulement de 0,0006 ; il n'y a donc aucun écart systématique entre les deux séries de déterminations. La moyenne des écarts pris sans tenir compte de leurs signes est de 0,004, c'est-à-dire inférieure à un millionième en valeur relative.

La comparaison de nos nombres avec ceux de Rowland ne présente pas de signification précise, parce que les uns se rapportent au spectre du fer et les autres à celui du soleil, et qu'il n'y a pas identité des deux espèces de raies. Toutefois, en faisant les rapports des nombres de Rowland aux nôtres, on trouve qu'ils varient systématiquement dans le spectre, d'une manière qui confirme les résultats annoncés par Perot et Fabry.

SUR LA THÉORIE DE M. NERNST CONCERNANT LA DIFFÉRENCE DE POTENTIEL ENTRE ÉLECTRODE ET ÉLECTROLYTE;

Par M. H. PELLAT.

La théorie de M. Nernst concernant la différence de potentiel entre une électrode et l'électrolyte qui la baigne a déjà été exposée dans ce recueil par M. Couette ([1]). M. Guyot, dans un article récent ([2]), a montré que la théorie de M. Nernst est incompatible avec les résultats qu'on peut déduire des expériences électrocapillaires, en admettant que le mercure polarisé et le liquide sont au même potentiel quand la constante capillaire passe par son maximum. Comme M. Rothé a montré que, dans ces conditions, le mercure polarisé est souillé par les cations de l'électrolyte, le procédé du maximum de la constante capillaire ne donne pas la véritable différence de potentiel entre le large mercure non polarisé et le liquide électrolytique. Le désaccord signalé par M. Guyot peut donc tenir aussi bien au défaut de cette méthode qu'à l'inexactitude de la théorie de M. Nernst.

Je me propose de montrer que la théorie de M. Nernst relative au contact entre électrode et électrolyte conduit à des conséquences en contradiction complète avec l'expérience, sans m'appuyer sur les lois de l'électrocapillarité, et que, par conséquent, elle doit être abandonnée ou profondément modifiée.

Rappelons d'abord en quoi consiste cette théorie. Un métal en contact avec une dissolution électrolytique tendrait à émettre des

---

([1]) *Théorie osmotique des piles*, 3e série, t. IX, pp. 200 et 269; — *Une expérience favorable à la théorie de M. Nernst*, 3e série, t. IX, p. 652.

([2]) *La théorie de M. Nernst et l'Electro-capillarité*, 4e série, t. VI, p. 530.

cations de la nature du métal, comme un liquide en présence d'une atmosphère gazeuse tend à émettre des vapeurs. Mais, de même qu'un liquide cesse d'émettre des vapeurs quand l'atmosphère en est saturée, ou reçoit le produit de condensation de ces vapeurs si l'atmosphère en est sursaturée, de même, si le liquide électrolytique contient déjà des cations de l'espèce que le métal peut émettre, le passage des cations entre le métal et l'électrolyte peut être arrêté, ou même se faire en sens inverse. En désignant par P une certaine pression osmotique caractéristique de la nature du métal considéré (*pression de dissolution*), et par p la pression osmotique des mêmes cations dans l'électrolyte, au moment où l'on vient de plonger le métal dans celui-ci, si l'on a $P > p$ des cations passeront du métal à l'électrolyte. Si, au contraire, on a $P < p$, des cations passeront de l'électrolyte au métal ; enfin, aucun passage n'aura lieu si l'on a $P = p$.

Considérons le premier cas ($P > p$). A mesure que des cations passent du métal à l'électrolyte, par suite de la charge positive inséparable du cation, l'électrolyte prend une charge positive, et le métal une charge négative par perte d'électricité positive; ce qui fait que les deux conducteurs, primitivement au même potentiel, prennent ainsi une différence de potentiel, le liquide étant à un potentiel supérieur à celui du métal. L'inverse se produira dans le cas de $P < p$; les cations, passant de l'électrolyte au métal, lui apporteront de l'électricité positive, tandis que l'électrolyte en perd ; celui-ci prendra donc un potentiel moindre que le métal. Du reste, la majeure partie des quantités d'électricités de noms contraires ainsi libérées doivent rester en présence de part et d'autre de la surface de séparation pour constituer la couche électrique double inséparable d'une différence de potentiel. Mais, à mesure qu'augmente ainsi la différence de potentiel entre les deux corps au contact, le champ électrique va en croissant d'intensité dans le voisinage de la surface de séparation, et son sens est tel que la force électrique qui en résulte, en agissant sur le cation, tend à s'opposer aux forces de pression osmotique ; aussi, dès que la différence de potentiel a atteint une certaine valeur, le passage des cations n'a plus lieu, un équilibre s'étant établi, malgré une différence, entre P et p.

C'est en écrivant que le travail de la force électrique agissant sur un cation traversant la surface de contact est égal, mais de signe contraire, au travail des forces de pression osmotique quand il y a

équilibre, que M. Nernst obtient la relation qui donne la différence de potentiel existant alors entre les deux conducteurs au contact, en fonction des pressions osmotiques P et p :

$$(1) \qquad e = -0{,}0001979 \frac{T}{n} \log \frac{P}{p}$$

(e en volts; T, température absolue; n, valence du cation dans le sel; log représentant les logarithmes vulgaires).

Nous ne ferons pas à la théorie de M. Nernst la critique de la valeur infinie que la relation ci-dessus donne pour la différence de potentiel e quand le liquide électrolytique ne renferme pas de cations de la nature de ceux émis par le métal ($p = 0$), c'est-à-dire quand le liquide électrolytique ne renferme aucun sel du métal en contact avec lui. On pourrait répondre à cette objection, en effet, que les lois de Van't Hoff, sur lesquelles repose la relation, ne sont plus applicables pour les liquides infiniment pauvres en cations, de même que la loi de Mariotte ne s'applique plus pour les gaz infiniment raréfiés, et qu'au surplus il est impossible de mettre un métal en contact avec une solution sans que celle-ci ne renferme rapidement un peu d'un sel de ce métal.

Mais, dans cet ordre d'idées, on peut déjà objecter à la théorie que, d'après elle, un métal plongé dans un électrolyte qui, au début au moins, ne renferme pas en quantité appréciable des cations de ce métal, prendrait tout d'abord par l'émission des cations un potentiel extrêmement inférieur à celui du liquide. Qu'en résulterait-il? Plongeons une lame de zinc dans une dissolution suffisamment concentrée d'un sel de zinc très pur, et plongeons dans le liquide, comme seconde électrode, une lame de cuivre. Avant qu'un sel de cuivre se trouve en quantité appréciable dans le liquide, cette lame va prendre un potentiel considérablement inférieur à celui du liquide. On devrait donc s'attendre à ce qu'à cette lame de cuivre corresponde le pôle *négatif* de la pile ainsi formée, que la force électromotrice de celle-ci diminue à mesure que la liqueur s'enrichit en sel de cuivre, s'annule et ensuite change de signe, de façon que ce soit à la lame de zinc que corresponde finalement le pôle négatif. Or, l'expérience est, comme on le sait, en contradiction complète avec cette déduction de la théorie : le sens de la force électromotrice est d'emblée celui où la lame de zinc correspond au pôle négatif, et la

force électromotrice de la pile, sans être absolument constante, est peu variable avec le temps [1].

Mais voici d'autres expériences qui sont encore bien plus nettement en contradiction avec la théorie de M. Nernst. Ce sont celles où un métal liquide (mercure ou amalgames) s'écoule par un orifice étroit de façon à tomber en gouttelettes au sein d'une solution électrolytique.

Considérons donc (*fig.* 1) un métal liquide P, placé dans un entonnoir E, effilé en pointe en bas et plongeant dans un liquide électrolytique C.

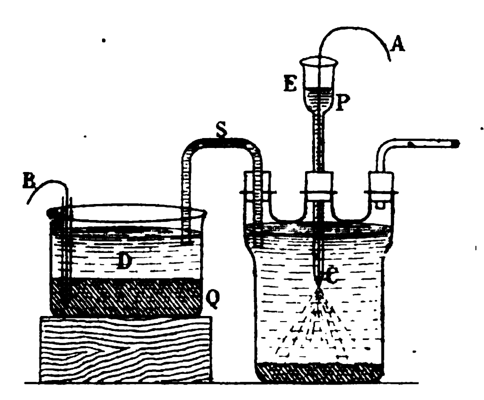


Fig. 1.

Un autre vase D renferme le même liquide ainsi que le siphon S, qui fait communiquer C et D. Au fond du vase D se trouve une couche Q du même métal liquide que P ; des fils de platine A et B,

(1) Quoique cela puisse paraître superflu, j'ai fait avec un soin extrême l'expérience. Le circuit contenait un électromètre capillaire et le reste du dispositif nécessaire pour constater le signe de la force électromotrice d'une pile, ou nécessaire à la mesure de celle-ci ; ce circuit a été fermé par la plongée d'un gros fil de cuivre bien sec et dépourvu de sel de cuivre dans du sulfate de zinc pur contenant une électrode en zinc pur ; à chaque expérience nouvelle le liquide était renouvelé. Or, non seulement d'emblée le sens de la force électromotrice a bien été celui auquel on est habitué ; mais, en outre, ayant préparé à l'avance dans le circuit, à l'aide d'un potentiomètre, une compensation légèrement supérieure à 1 volt, le sens de la déviation de l'électromètre capillaire au moment de la plongée du fil de cuivre a montré que cette compensation était un peu insuffisante. Ainsi, d'emblée la force électromotrice de l'élément est non seulement dans le sens normal, mais a une valeur légèrement supérieure à 1 volt, c'est-à-dire sensiblement sa valeur définitive.

ce dernier convenablement protégé contre le liquide électrolytique, prennent la même différence de potentiel que P et Q et permettent la mesure de celle-ci par les procédés ordinaires.

L'expérience montre que le métal liquide P qui s'écoule prend un potentiel différent du métal identique Q qui est immobile. (Dans le cas du mercure et de l'eau acidulée par l'acide sulfurique en solution semi-normale, cette différence de potentiel atteint 0,53 volt.) On sait que cette remarquable expérience a été faite pour la première fois par M. Lippmann.

L'explication qu'on en a donnée est fort simple et ne paraît pas sujette à contestation. Pour fixer les idées, supposons le métal liquide à un potentiel plus élevé que le liquide électrolytique ; alors il existe une couche électrique double, dont la partie positive est sur le métal. Si celui-ci, électriquement isolé, s'écoule, le grossissement de chaque goutte et sa séparation de la masse enlèvent à celle-ci une certaine quantité d'électricité positive. Il en résulte que l'excès de potentiel du métal sur l'électrolyte va en diminuant, et le métal se polarise. La diminution de la densité de la couche double et de la différence de potentiel se poursuit jusqu'à ce que les causes qui tendent à produire la dépolarisation viennent à limiter celle-ci. Dans l'hypothèse inverse, celle où le métal serait à un potentiel moins élevé que l'électrolyte, on verrait de même que l'écoulement du métal isolé doit diminuer la différence de potentiel entre les deux corps au contact. Ainsi :

Le métal qui s'écoule P *prend un potentiel plus voisin de celui de l'électrolyte que le potentiel du métal de même nature* Q *qui est immobile. L'excès de potentiel de* Q *sur* P *est donc de même signe que l'excès de potentiel du métal* Q *non polarisé sur l'électrolyte qui le baigne.*

Comme l'expérience permet aisément de trouver le signe de l'excès de potentiel de Q sur P, on a par là le même signe de l'excès de potentiel de Q sur le liquide électrolytique.

Supposons maintenant qu'on fasse écouler un métal liquide dans des dissolutions de concentrations différentes d'un de leurs sels (mercure dans sels de mercure, amalgame liquide de zinc, mais assez riche en zinc pour se comporter dans une pile comme du zinc solide, dans sels de zinc, etc.). Que devra-t-il se passer d'après la théorie de M. Nernst ? Si le sel est en solution très concentrée, il pourra se faire que la pression osmotique des cations p soit supérieure à P, et,

d'après ce qui a été vu plus haut, le métal sera à un potentiel supérieur à l'électrolyte qui le baigne dans l'état d'équilibre. Mais, si la dissolution est très étendue, on finira par avoir $p < P$, et alors le métal, d'après la théorie, devra être à un potentiel inférieur à celui du liquide électrolytique. Par conséquent, si, suivant la concentration, on trouve un changement de sens pour cette différence de potentiel, la théorie de M. Nernst indique que c'est pour les dissolutions concentrées que le métal sera à un potentiel supérieur à celui de l'électrolyte et pour les dissolutions diluées qu'il doit être à un potentiel inférieur. Or c'est exactement l'inverse qui se produit, ainsi qu'il résulte des deux expériences suivantes que j'ai faites récemment. Dans l'une, j'ai fait couler du mercure pur dans des dissolutions de chlorure mercurique pur; dans l'autre, j'ai fait couler un amalgame de zinc très pur, assez riche en zinc pour donner dans les piles la même force électromotrice que du zinc solide pur, dans des dissolutions de sulfate de zinc pur. Les mesures étaient faites par la méthode d'opposition avec un potentiomètre, au moyen d'un électromètre capillaire, absolument de même que dans le cas de la mesure de la force électromotrice d'une pile. Voici les résultats :

Le signe + indique que le métal immobile Q est à un potentiel plus élevé que celui du métal P qui s'écoule, par conséquent plus élevé que celui de l'électrolyte.

Mercure dans chlorure mercurique	
Concentrations de l'électrolyte	Différence de potentiel en volts V
Saturation	— 0,0017
Environ décinormale	— 0,0102
— centinormale	— 0,0037
— millinormale	+ 0,0130

Amalgame de zinc dans sulfate de zinc	
Concentrations de l'électrolyte	Différence de potentiel en volts V
Saturation	— 0,0007
Environ demi-normale	— 0,0009
Demi-décinormale	+ 0,007
Demi-centinormale	+ 0,004
Demi-millinormale	+ 0,038

Du reste, dans toutes les expériences que j'ai faites où du mercure pur s'écoulait au sein d'un liquide électrolytique dans lequel on n'avait mis aucun sel de mercure, et qui n'en pouvait contenir que des traces résultant de l'attaque du mercure, j'ai toujours trouvé que le potentiel du mercure immobile Q était fortement supérieur à celui du mercure qui s'écoule P, contrairement aux conséquences de la théorie qui voudrait qu'il fût fortement inférieur.

Ainsi la conséquence la plus immédiate de la théorie de M. Nernst est complètement contredite par les faits.

Incidemment faisons remarquer, à propos des nombres du tableau précédent, qu'en passant du négatif au positif la différence de potentiel A entre le métal et la dissolution saline doit nécessairement être rigoureusement nulle pour certaine concentration. La faiblesse des nombres pour les dissolutions concentrées paraît bien montrer, du reste, que cette grandeur A est toujours très petite pour les dissolutions qui ne sont pas très étendues. Il y a là une confirmation remarquable de la loi que j'avais indiquée dès 1890 (1) :

Un métal baigné par une dissolution d'un de ses sels est au même potentiel (*sensiblement*) *que celle-ci* (*pourvu qu'elle ne soit pas trop étendue*) (2).

Voyons maintenant ce que valent les prétendues vérifications de l'exactitude de la théorie de M. Nernst. Comme on n'a aucun moyen de connaître la grandeur P de la relation (1), dans toutes les vérifications numériques, on s'est arrangé de façon que ce terme se trouve éliminé. Mais alors ce n'est plus vérifier la théorie elle-même, et la preuve, c'est qu'on peut retrouver la plupart de ces relations par des considérations rigoureuses. C'est ainsi que M. Couette (*loc. cit.*), en appliquant les lois ordinaires de l'osmose et en se servant des principes de la Thermodynamique, est arrivé à établir la relation qui donne la variation de la force électromotrice d'une pile avec la concentration des solutions, relation qui avait été établie pour la première fois par M. Nernst au moyen de sa théorie, et qui est bien vérifiée par l'expérience.

Cela montre aussi que, quoique cette théorie paraisse inacceptable, elle a rendu des services en provoquant des expériences, en faisant par là même progresser la science, et en conduisant à un certain nombre de relations qui se sont trouvées vérifiées, et qu'on a pu obtenir, depuis, par des voies plus rigoureuses. Nous sommes donc bien loin de contester les mérites des travaux de M. Nernst, même sur ce sujet.

Addenda. — L'article précédent était écrit quand j'ai eu connaissance du récent article de MM. Brunhes et Guyot sur la théorie de

---

(1) *Différence de potentiel entre électrode et électrolyte* (*J. de Phys.*), 2e série, t. IX, p. 401.

(2) Les restrictions entre parenthèses, dont la seconde est de toute évidence, n'existent pas dans l'énoncé de 1890.

M. Nernst ([1]), dans lequel ils présentent d'une façon ingénieuse la *pression de dissolution* P. Mais, pour le faire, ces auteurs s'appuient sur la formule de M. Nernst concernant les différences de potentiel de deux liquides au contact. Or rien ne prouve l'exactitude de cette relation. On peut faire, en effet, à toute la théorie de M. Nernst une objection de principe, que j'ai laissée de côté dans l'article précédent, parce que je voulais montrer seulement la contradiction entre l'expérience et la théorie, mais qui en fait voir le point faible. M. Nernst ne tient aucun compte, dans l'évaluation des forces qui agissent sur un ion, ou, plus exactement, tient un compte insuffisant par la considération de la pression osmotique des ions, de la différence d'action que les deux matières en présence peuvent exercer sur la partie matérielle d'un ion. On explique les phénomènes capillaires par une différence d'attraction des deux milieux en présence sur les molécules qui se trouvent à la surface de séparation, et cette explication est admise par tout le monde. Comment alors, quand il s'agit de différence de potentiel, négliger les différences d'attraction des deux milieux sur la partie matérielle d'un ion qui se trouve vers la surface de séparation, cette partie matérielle d'un ion ne différant pas essentiellement de celle qui constitue une molécule? Considérons, par exemple, le cas de deux dissolutions salines ne renfermant que des ions monovalents, les quatre ions étant doués de même mobilité; la relation de M. Nernst donne alors une différence de potentiel nulle entre ces deux dissolutions. Pourtant, si l'une d'elles attire avec plus de force les anions, et l'autre avec plus de force les cations, il y aura un excès de cations pour cette dernière et un excès d'anions pour la première, et une différence de potentiel existera entre elles que ne prévoit pas la théorie de M. Nernst. Je crois que c'est l'omission de cette différence d'action, qui peut être un terme capital, surtout dans le cas du contact d'un métal et d'un électrolyte, qui fausse complètement la théorie de M. Nernst.

A la fin de leur article, MM. Brunhes et Guyot indiquent comme possible que la différence de potentiel entre deux métaux différents au contact ne soit pas négligeable. Mais je crois avoir montré que cette différence de potentiel, loin d'être négligeable, est de l'ordre de grandeur de celle qu'on trouve entre les deux pôles d'un élément de pile. Je renverrai pour cette démonstration à ce que je viens

---

([1]) Voir ce volume, p. 27.

d'écrire dans le troisième volume de mon *Cours d'Électricité* (chap. VI, n° 8, p. 175), où je tiens compte des récents travaux de M. Rothé sur la polarisation des électrodes.

LA COUCHE CAPILLAIRE COURBE ET LA THÉORIE DE L'ÉBULLITION ;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. *Les équations de lord Kelvin.* — J'ai démontré, dans le cas d'une couche capillaire *plane* séparant les deux phases : liquide et vapeur, que la pression hydrostatique p_1 normale à la surface est égale à la pression de la vapeur saturée ; au contraire, la pression p_2 parallèle à la surface de la couche n'est pas constante [1]. Proposons-nous d'étendre ces considérations au cas d'une couche capillaire *courbe*.

Considérons une bulle de vapeur au milieu du liquide ; la couche capillaire est sphérique et dirige sa concavité du côté de la vapeur. Les forces qui s'exercent entre les particules du liquide n'agissant qu'à des distances très petites, on peut faire usage pour la force attractive s'exerçant entre les éléments de volume de la fonction potentielle $-f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r}$ [2]. Pour une température donnée, f et λ sont des constantes, λ étant une longueur de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche capillaire. L'équation différentielle qui donne le potentiel V des forces attractives prend, dans le cas d'une couche capillaire sphérique de rayon R, la forme :

$$(1) \qquad \lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} - \frac{2\lambda^2}{R}\frac{dV}{dh} = V + 2a\rho \qquad (a = 2\pi f \lambda^2),$$

ρ étant la densité, et dh une différentielle prise normalement à la surface de la couche capillaire, et positivement dans la direction du liquide vers la vapeur.

Pour une phase homogène, l'équation précédente se réduit à :

$$V + 2a\rho = 0.$$

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. V, p. 553.

(2) *Zeitsch. f. phys. Chemie*, t. XXXVI, p. 691 ; 1901.

Soit $\mu = \int vdp$, p étant la pression de l'isotherme théorique ; μ est le potentiel thermodynamique ; sa valeur dans la phase homogène liquide est désignée par μ_1 ; on a alors (¹) :

$$V + 2a\rho = \mu_1 - \mu = 0. \qquad (2)$$

Le potentiel thermodynamique μ a la même valeur dans le liquide et dans la vapeur.

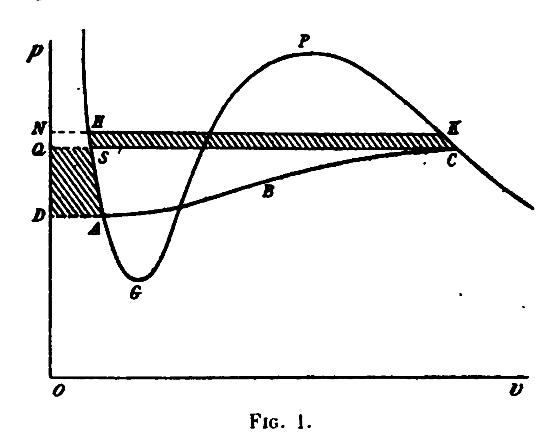


Fig. 1.

Dans la *fig.* 1, HGPK est l'isotherme théorique ; A et C correspondent aux surfaces qui limitent la couche capillaire sphérique ; p est la pression, $v = \frac{1}{\rho}$ l'inverse de la densité ; la surface NHADN est la valeur absolue de $\int vdp = \mu$; on a donc :

surface NHADN = surface NKCQN.

Posons :

$$NH = v_1 = \frac{1}{\rho_1}, \quad NK = v_2 = \frac{1}{\rho_2}, \quad DA = v'_1 = \frac{1}{\rho'_1}, \quad QC = v'_2 = \frac{1}{\rho'_2}.$$

En assimilant la surface NHADN à un trapèze, l'équation précédente donne, en désignant par p_l et p_v les pressions dans les phases homogènes en présence de la couche capillaire sphérique :

$$(v_1 + v'_1)(p_1 - p_l) = (v_2 + v'_2)(p_1 - p_v). \qquad (3)$$

(¹) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. I, p. 107 ; 1902.

Ceci donne une première relation entre p_l et p_v ; on en trouve une seconde en différentiant l'équation :

$$\lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} - \frac{2\lambda^2}{R}\frac{dV}{dh} = -\int v dp.$$

On tire de là dp en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$, on remplace ρ par

$$\frac{1}{2a}\left(\lambda^2 \frac{d^2V}{dh} - \frac{2\lambda^2}{R}\frac{dV}{dh}\right) - \frac{V}{2a},$$

on intègre et, après des transformations de pur calcul, on aboutit à la relation :

(4) $$p_v - p_l = \frac{2}{R}\frac{\lambda^2}{2a}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh = \frac{2}{R}\cdot\frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh,$$

dans laquelle R représente une valeur moyenne entre les rayons des deux sphères qui limitent la couche capillaire sphérique.

D'autre part, S_1 et S_2 désignant la cohésion dans le sens des lignes de force et dans la direction perpendiculaire, on a [1] :

$$S_1 - S_2 = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = p_1 - p_2,$$

p_1 étant la pression hydrostatique normale à la surface de la couche capillaire sphérique et p_2 la pression hydrostatique parallèle à la surface. La différence $p_1 - p_2$ des valeurs maxima et minima de la pression hydrostatique au point considéré mesure l'*écart de la loi de Pascal*. Or, H étant la constante capillaire de Laplace, j'ai démontré que l'on a [2] :

$$H = \int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh.$$

La constante de Laplace n'est donc autre que l'écart total de la loi de Pascal.

De ce qui précède on déduit immédiatement l'équation connue de lord Kelvin :

(5) $$p_v - p_l = \frac{2H}{R},$$

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 et 403 ; 1900.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 17 ; 1900.

laquelle, combinée avec (3), donne les relations :

$$(5a)\quad \begin{cases} p_v = p_1 - \dfrac{v_1 + v_1'}{v_2 + v_2' - (v_1 + v_1')} \cdot \dfrac{2H}{R}, \\ p_l = p_1 - \dfrac{v_2 + v_2'}{v_2 + v_2' - (v_1 + v_1')} \cdot \dfrac{2H}{R}. \end{cases}$$

Si R est d'un ordre de grandeur inférieur ou égal au rayon d'activité des forces moléculaires, le coefficient H des formules précédentes mesure toujours l'écart total de la loi de Pascal, mais n'est plus la constante de Laplace, car l'écart de la loi de Pascal n'est plus maximum.

§ 2. *Relation entre la pression hydrostatique p_1 normale à la surface capillaire et l'inverse de la densité.* — Cherchons d'abord la relation entre p_1 et la normale h à la couche capillaire sphérique ; l'origine de la normale est sur la sphère extérieure que limite la couche capillaire du côté du liquide ; l'extrémité est sur la sphère intérieure.

Soit θ la pression thermique, et S_1 la cohésion perpendiculaire à la surface capillaire ; on a [1] :

$$p_1 = \theta - S_1, \qquad S_1 = \frac{V^2}{4a} - \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2,$$

d'où :

$$p_1 = \theta - \frac{V^2}{4a} + \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2.$$

$$\frac{dp_1}{dh} = \frac{d\theta}{dh} - \frac{V}{2a}\frac{dV}{dh} + \frac{\lambda^2}{2a}\frac{dV}{dh}\frac{d^2V}{dh^2}.$$

En tirant $\dfrac{d^2V}{dh^2}$ de l'équation (1) et remplaçant $d\theta$ par $-pdV$ (ce qui exprime que la différence entre les pressions thermiques des faces opposées d'un élément de volume est égale à la résultante des forces attractives), il vient, toutes réductions faites :

$$(6)\qquad \frac{dp_1}{dh} = \frac{\lambda^2}{a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 \cdot \frac{1}{R} = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 \cdot \frac{1}{R} = \frac{2(p_1 - p_2)}{R}.$$

ce qui peut s'énoncer ainsi : *la dérivée de la pression p_1 dans la direction de la normale à une couche capillaire sphérique est le pro-*

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 ; 1900.

duit de l'écart de la loi de Pascal au point considéré par la courbure $\frac{2}{R}$ *de la surface capillaire.*

Quand la courbure est nulle, $\frac{dp_1}{dh} = 0$, $p_1 = C^{te}$; les surfaces de niveau deviennent des plans.

En intégrant l'équation (6), on retrouve l'équation connue de lord Kelvin :

$$p_v - p_l = \frac{2}{R}\int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh = \frac{2H}{R}.$$

La relation

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2$$

montre que l'écart de la loi de Pascal est proportionnel au carré des forces attractives; il s'ensuit $p_1 > p_2$ et $\frac{dp_1}{dh} > 0$. La pression hydrostatique va donc toujours en croissant dans la direction qui va du liquide vers la vapeur (on suppose toujours la surface concave et la vapeur dans la concavité).

J'ai montré, dans le cas d'une couche capillaire plane [1], que la courbe qui représente la relation entre le potentiel V et la normale h doit avoir un point d'inflexion, $\frac{dV}{dh}$ passant par un maximum ; le même procédé est applicable à une couche capillaire sphérique, de sorte que, $\frac{dp_1}{dh}$ étant proportionnel à $\frac{1}{R}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2$ en vertu de (6), la courbe ABC de la *fig.* 2, qui représente p_1 en fonction de h, doit aussi avoir un point d'inflexion.

L'équation (6) peut s'écrire :

$$\frac{dp_1}{dv} = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 \cdot \frac{2}{R} \cdot \frac{dh}{dv}.$$

Ainsi que je l'ai montré [2], il est vraisemblable et presque nécessaire que $\frac{dv}{dh} = \frac{d\frac{1}{p}}{dh}$ ait toujours le même signe; la courbe ABC de la

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 359 ; 1903.
(2) *Ann. der Physik*, t. XVIII, p. 478 ; 1905.

fig. 1, qui représente p_1 en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$, a donc la même forme que la courbe ABC de la *fig.* 2.

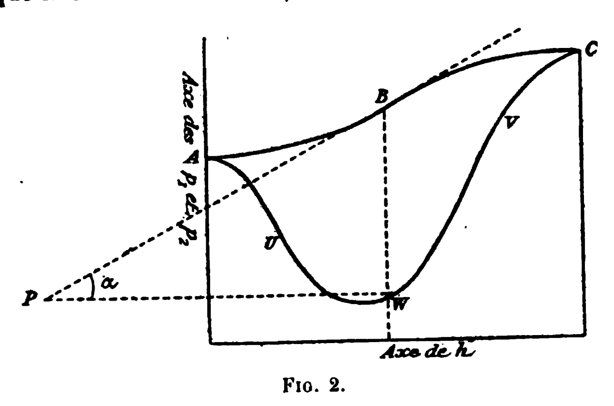


Fig. 2.

Considérons maintenant la pression hydrostatique p_2 parallèle aux surfaces de densité constante; θ étant la pression thermique et S_2 la cohésion dans la direction considérée, on a :

$$p_2 = \theta - S_2, \qquad S_2 = \frac{V^2}{4a} - \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2.$$
$$p_2 = \theta + \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 - \frac{V^2}{4a}.$$

Soit $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$ la demi-somme des valeurs maxima et minima de la pression hydrostatique, ou la *pression hydrostatique moyenne* [1] pour le point considéré, on a :

$$p = \theta - \frac{V^2}{4a}. \tag{7}$$

En différentiant (7) et remarquant que l'on a :

$$d\theta = -\,pdv \qquad \text{et} \qquad V + 2a\rho = \mu_1 - \mu,$$

il vient :

$$\frac{dp}{dv} = \frac{d\theta}{dv} - \frac{2V}{4a}\frac{dV}{dv} = \frac{d\theta}{dv}\,\frac{\mu_1 - \mu}{2a\rho}; \tag{8}$$

---

(1) La cohésion est donc $\frac{V^2}{4a}$. Pour une phase homogène, $V = -2a\rho$ (Gauss et Van der Waals), donc $\frac{V^2}{4a} = \frac{4a^2\rho^2}{4a} = a\rho^2$ (Laplace).

μ est le potentiel thermodynamique de la phase homogène qui correspond à la densité du point considéré de la couche capillaire. Construisons (*fig.* 3) la courbe AEC représentant p en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$; elle aura son minimum en E où $\mu = \mu_1$, c'est-à-dire où le potentiel thermodynamique a la même valeur que pour A et C. L'abscisse de E est donc celle du point de l'isotherme théorique pour lequel $\mu = \mu_1$, l'ordonnée en ce point est minima. En effet, pour ce point :

$$V + 2a\rho = \mu_1 - \mu = o, \qquad \mathfrak{p} = \theta - \frac{V^2}{4a} = \theta - a\rho^2.$$

Or, pour le point de l'isotherme théorique qui a même abscisse :

$$p = \theta - a\rho^2 = \mathfrak{p}.$$

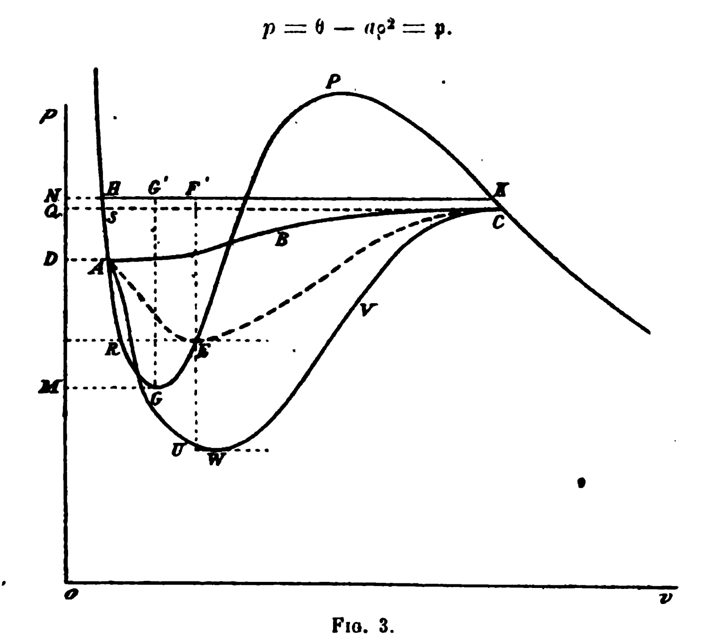


Fig. 3.

Les courbes ABC et AUWVC de la *fig.* 3 représentent respectivement p_1 et p_2 en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$; ce sont les courbes que l'on retrouve dans la *fig.* 2.

Jusqu'ici nous avons considéré une bulle de vapeur au sein du liquide; considérons maintenant une masse sphérique de liquide en-

tourée par sa vapeur. La couche capillaire étant cette fois convexe par rapport à la vapeur, l'équation différentielle du potentiel des forces de cohésion devient, μ_1 étant le potentiel thermodynamique du liquide :

$$(9) \qquad \lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} + 2 \frac{\lambda^2}{R} \frac{dV}{dh} = \mu_1 - \mu.$$

La différence $p_l - p_v$ devient, en changeant dans (4) R en — R :

$$(10) \qquad p_l - p_v = \frac{2}{R} \frac{\lambda^2}{2a} \int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh = 2 \frac{H}{R},$$

la pression, comme on le voit, étant plus grande dans le liquide que dans la vapeur.

De la même façon on a, $\frac{dp_1}{dh}$ étant toujours négatif :

$$(11) \qquad \frac{dp_1}{dh} = -2 \frac{p_l - p_2}{R}.$$

Pour les phases homogènes du liquide et de la vapeur :

$$V = -2a\rho,$$
$$V_v + 2a\rho_v = 0 = \mu_1 - \mu, \qquad \text{d'où} \qquad \mu_v = \mu_1 = \mu_l.$$

Soient A et C les points de la *fig.* 4 qui correspondent aux volumes du liquide et de la vapeur, l'identité des potentiels thermodynamiques donne, HK étant la partie rectiligne de l'isotherme réelle :

surface DASQ = surface SCKH.

Comme précédemment, la courbe ABC présente un point d'inflexion. D'autre part, p_v et p_l sont, dans le cas actuel, plus grandes toutes les deux que la pression de vapeur saturée au-dessus d'une surface liquide plane, et la courbe ABC est située au-dessus de la partie rectiligne de l'isotherme réelle ; l'inverse se passait (*fig.* 1) lorsque la couche capillaire entourait une bulle de vapeur. La partie rectiligne HK de l'isotherme est donc une forme du passage des courbes ABC de la *fig.* 1 vers celles de la *fig.* 4.

Si nous réunissons les différents cas dans une figure unique, nous

obtiendrons la *fig.* 5, dans laquelle la valeur maxima de la pression de la vapeur correspond au point P (cas d'une goutte de liquide),

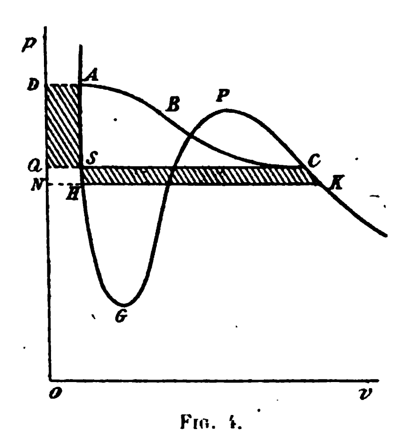


Fig. 4.

tandis que la valeur minima de la pression du liquide correspond au point G de la *fig.* 4 (cas d'une bulle de vapeur).

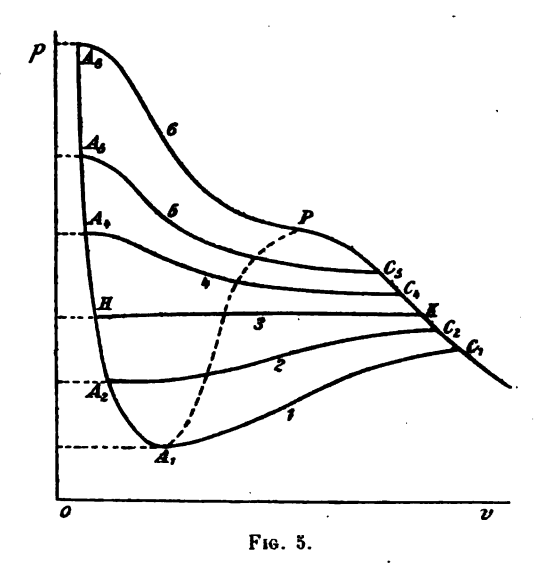


Fig. 5.

Cherchons l'équation des courbes précédentes ; pour cela, il faut connaître l'équation d'état relative aux phases homogènes. A titre d'exemple, nous adopterons l'équation d'état de Van der Waals, et

nous chercherons la courbe qui représente $\mathfrak{p} = \frac{p_1 + p_2}{2}$ en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$.

Dans l'équation (7), la pression thermique θ est donnée par $\frac{RT}{v - b}$; d'où :

$$(7') \qquad \mathfrak{p} = \frac{RT}{v - b} - \frac{V^2}{4a}.$$

Or,

$$d\theta = -\rho dV, \qquad \text{d'où} \qquad dV = -v d\theta = -v\,d\,\frac{RT}{v - b} = -RTv\,d\,\frac{1}{v - b}.$$

Soit V_l la valeur du potentiel au point A de la *fig.* 3, l'intégration donne :

$$V - V_e = RT\mathfrak{L}\,\frac{v - b}{v_l - b} - bRT\left(\frac{1}{v - b} - \frac{1}{v_l - b}\right).$$

v_l étant l'inverse de la densité du liquide qui entoure la bulle de vapeur, c'est-à-dire l'abscisse du point A de la *fig.* 3. Substituant dans (7'), il vient :

$$\mathfrak{p} = \frac{RT}{v - b} - \frac{1}{4a}\left\{ RT\mathfrak{L}\,\frac{v - b}{v_l - b} + bRT\,\frac{v - v_l}{(v - b)(v_l - b)} - \frac{2a}{v_l}\right\}^2.$$

$\mathfrak{p}$ et v sont les coordonnées de la courbe AEC de la *fig.* 3, dont le minimum E est situé sur l'isotherme théorique au point où le potentiel thermodynamique a la même valeur que pour les phases homogènes représentées par les points A et C. Pour les courbes analogues situées au-dessus de HK, la même propriété subsiste, d'où le théorème suivant : *Si, pour chaque couple de points* A *et* C, *se rapportant à la même valeur du potentiel thermodynamique et correspondant à une goutte de liquide entourée de vapeur (points* A_8 *et* C_8, A_7 *et* C_7, *de la fig.* 6 *situés au-dessus de la partie rectiligne* HK *de l'isotherme) ou à une bulle de vapeur entourée de liquide (points* A_1 *et* C_1, A_2 *et* C_2, ..., *situés au-dessous de* HK), *on construit la courbe qui représente la pression hydrostatique moyenne* $\mathfrak{p}$ *en fonction de* $v = \frac{1}{\rho}$, *le lieu des points minima de ces courbes est la partie labile de l'isotherme théorique.*

La propriété du point E de la courbe AEC de la *fig.* 3 étant déduite de l'équation (8), *elle est indépendante de la forme de l'équation d'état.*

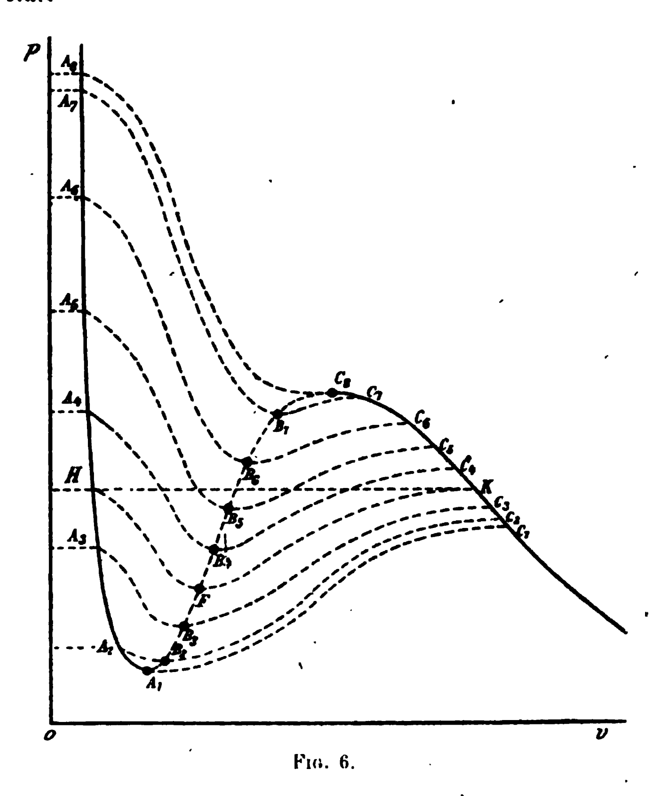


Fig. 6.

§ 3. *Théorie de l'ébullition.* — Appliquons les considérations précédentes à la théorie de l'ébullition. Pour faciliter les considérations, nous remplacerons l'action de la pesanteur par un champ de gravitation très faible, de sorte que la pression à l'intérieur du liquide a même valeur que celle de la vapeur.

Un liquide bout si à son intérieur se forment des bulles de vapeur. De ce que, à une température donnée, la pression de la vapeur au voisinage d'une surface concave de liquide est plus petite qu'au voisinage d'une surface plane, il s'ensuit que la température de la vapeur dans une bulle doit être plus élevée que celle de la vapeur qui surmonte le liquide bouillant, c'est-à-dire que le point d'ébullition. Imaginons qu'en un point du liquide une bulle de vapeur se forme.

Le phénomène débute par l'agrandissement de la distance moyenne de quelques molécules du liquide, la distance moyenne devenant celle de la vapeur. Bien que le groupement des molécules ne soit pas immédiatement régulier, les dimensions linéaires de la bulle doivent être, au moins, du même ordre de grandeur que la distance moléculaire moyenne de la vapeur. La cohésion de la vapeur étant faible, on peut dire que le rayon de la bulle est supérieur au rayon d'activité moléculaire. Étudions maintenant l'état de la bulle au moment où la différence entre les pressions p_l et p_v des faces extrêmes de la couche capillaire qui entoure la bulle a pris sa valeur maxima; à ce moment la température est aussi maxima, et les pressions p_l et p_v sont données par les ordonnées des points A_1 et C_1 de la *fig.* 5.

En général, les grandeurs qui déterminent l'état de la bulle de vapeur ne sont pas faciles à calculer. Toutefois le calcul est aisé à la température $T = \frac{27}{32} T_k$ pour laquelle l'isotherme de Van der Waals est tangente à l'axe des volumes; l'égalité des valeurs du potentiel thermodynamique en A_1 et C_1 (*fig.* 5) donne alors (3):

$$(3) \qquad (v_1 + v_1')(p_1 - p_l) = (v_2 + v_2')(p_1 - p_v).$$

A la température considérée,

$$v_1' = 2b = \frac{2}{3} v_k \qquad \text{et} \qquad p_l = 0;$$

de plus, on peut poser :

$$(12) \qquad p_1 v_2 = p_v v_2', \qquad \text{d'où} \qquad \frac{p_1}{p_v} - \frac{p_v}{p_1} = \frac{3v_1 + 2v_k}{3v_2}.$$

Pour l'éther, à $T = \frac{27}{32} T_k$:

$$v_2 = 27^{cm^3} \quad \text{et} \quad v_k = 3^{cm^3}8, \quad \text{d'où} \quad \frac{p_1}{p_v} = 1{,}048$$

(p_1 est la pression de la vapeur qui surmonte le liquide bouillant, tandis que p_v est la pression de la vapeur dans une bulle).

$$T = \frac{27}{32} T_k = 121^o \text{ C.}, \qquad p_1 = 7896^{mm},2, \qquad \text{d'où} \qquad p_v = 7534^{mm}.$$

La formule de Roche :

$$\log \frac{p}{p_0} = 0{,}0196 \frac{t}{1 + 0{,}003665t}.$$

donne pour la température correspondante : $t = 117°$.

Bien qu'il n'y ait aucun moment où la température soit la même dans la bulle et la couche capillaire qui l'environne, je crois pouvoir conclure que la différence entre la température moyenne de la bulle et celle du liquide ne dépasse pas 4° C. et que, en tout cas, elle ne dépasse pas quelques degrés centigrades.

Calculons le rayon de la bulle d'après l'équation $R = \frac{2H}{p_v - p_l}$.

A $T = \frac{27}{32} T_k$, l'éther donne :

$$H = 5{,}554 \text{ ergs}, \qquad p_v = 7534^{\text{mm}} = 9^{\text{atm}},91 = 10{,}0418 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2},$$

$$p_l = 0, \qquad R = \frac{11{,}108}{10{,}0418} 10^{-6} = 10\ \mu\mu \text{ environ.}$$

Nous avons supposé que, dans la couche capillaire sphérique qui entoure la bulle, l'écart total de la loi de Pascal a déjà atteint sa valeur maxima. Il est vraisemblable qu'il n'en est pas ainsi ; il est donc prudent d'admettre $H \leqq 5{,}554$ ergs, d'où l'on conclut $R \leqq 10\ \mu\mu$. Cette grandeur est une valeur moyenne entre celles du rayon extérieur et du rayon intérieur de la couche capillaire.

A la naissance de la bulle, R est infiniment petit, de même que l'écart de la loi de Pascal, car

$$\int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh = \mp \frac{1}{4\pi f} \int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh.$$

Il s'ensuit que l'équation de lord Kelvin prend la forme

$$p_v - p_l = \frac{0}{0}.$$

Immédiatement après la naissance de la bulle, H augmente ; comme $p_v - p_l$ va aussi en croissant (Voir *fig.* 5), il faut que H croisse d'abord plus vite que R, jusqu'au moment où $p_v - p_l$ atteint sa valeur maxima. Notre calcul apprend donc que la différence $p_v - p_l$ atteint

assez vite son maximum, celui-ci étant déjà atteint au moment où le rayon moyen de la couche capillaire est de l'ordre de l'épaisseur de la couche capillaire ou même plus tôt. Dès ce moment, R va toujours en croissant, tandis que H devient constant et prend la valeur de la constante de Laplace. C'est le moment où l'écart de la loi de Pascal est maximum, de sorte que $p_v - p_l$ continue à diminuer jusqu'à devenir pratiquement nul.

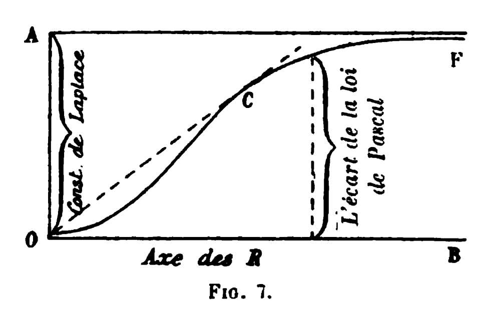


Fig. 7.

La courbe qui représente l'écart de la loi de Pascal en fonction du rayon moyen de la couche capillaire sphérique a la forme indiquée par la courbe OCF de la *fig.* 7. Au point C, $\frac{H}{R}$ a sa valeur maxima.

A la température 121° de l'éther correspond pour l'eau 265°,4, en admettant à titre d'approximation que l'eau et l'éther sont des corps comparables (¹). La différence entre le point d'ébullition et la température maxima d'une bulle de vapeur devient donc pour l'eau à 265°,4 :

$$\frac{365 + 273}{194 + 273} \cdot 4^\circ = 5^\circ,4.$$

Pour avoir une idée de la différence des deux températures considérées à des températures plus basses, j'ai fait le calcul pour l'éther en prenant 0° pour la température de la bulle de vapeur. Alors $T = 0,583 T_k$ et $v_l' = 0,714 v_k$; le point A_1 de la *fig.* 5, qui donne le minimum de p, se trouve, en ce cas, au-dessous de l'axe des volumes, et la valeur absolue de son ordonnée se calcule en considérant, d'une part, la surface limitée par l'isotherme *au-dessous* de

(¹) Voir à ce sujet Mathias, *la Constante a des diamètres rectilignes et les lois des états correspondants* (*J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VIII, p. 407 ; 1899 ; — et *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. IV, p. 77 ; 1905).

l'axe des volumes comme la somme de deux segments paraboliques et, d'autre part, l'intégrale $\int pdv$. J'ai trouvé de cette façon :

$$p_{min} = 4{,}45\,p_k.$$

En substituant dans (3) les valeurs calculées et posant :

$$p_1 v_2 = p_v v_2',$$

il vient :

$$(1{,}3 + 0{,}714 v_k)\,(p_1 + 4{,}45 p_k) = 1273\left(1 + \frac{p_1}{p_v}\right)(p_1 - p_v),$$

d'où :

$$\frac{p_1}{p_v} = 1{,}103 \qquad \text{et} \qquad p_v = \frac{184{,}4}{1{,}103} = 167^{mm}{,}2.$$

La pression p_v correspond à — 2°,6 C. Quelque approximatif que soit le calcul, il apprend en tout cas qu'à la température d'ébullition de — 2°,6 C. la différence entre les deux températures considérées est de l'ordre de 2 ou 3° C. Pour les températures plus basses, la différence devient plus petite encore. En effet, posons :

$$\beta = \frac{v_1 + v_1'}{v_2 + v_1'}.$$

Les équations (5*a*) donnent :

$$p_v = p_1 - \frac{\beta}{1 - \beta}\,\frac{2H}{R},$$

et, β étant très petit, la différence entre p_v et p_1 est aussi très petite.

Il en est de même si on considère des températures voisines de la température critique ; en effet, la différence des ordonnées des points A_1 et C_1 de la *fig.* 5 tend visiblement vers zéro à la température critique.

Il est donc vraisemblable qu'on n'aura jamais entre la température moyenne d'une bulle de vapeur et celle du liquide bouillant une différence supérieure à quelques degrés centigrades. La masse totale des bulles de vapeur étant insignifiante par rapport à celle du liquide, la température moyenne du liquide bouillant ne peut pas différer sensiblement de celle de la vapeur qui le surmonte.

S'il était possible, au contraire, de mesurer la température aux

différents points du liquide bouillant, nous observerions partout des différences de température ; *c'est une condition nécessaire de l'ébullition.* Si l'on pouvait élever la température du liquide de telle sorte qu'elle eût à tout instant la même valeur en tous ses points, le liquide ne bouillirait jamais ; au contraire, le liquide acquerrait une certaine température maxima à laquelle toute sa masse se réduirait en vapeur par explosion ; ce serait le phénomène du retard d'ébullition sous sa forme la plus frappante. Bien que cette température maxima ne soit pas réalisable, il est intéressant de la calculer théoriquement. Cette température n'est autre que celle d'une isotherme dont la pression minima (celle du point G de la *fig.* 1) est égale à la pression de la vapeur saturée au point d'ébullition donné. Au voisinage de 0°, la pression de vapeur saturée de l'eau est petite. Or Van der Waals a calculé que, pour la température $T = 0,844T_k$, le point G est sur l'axe des volumes. A une température qui ne dépasse $T = 0,844T_k$ que de très peu, l'ordonnée de G sera 4^mm^,6. La température théorique considérée sera donc pour l'eau, pour le point d'ébullition 0° :

$$T' = 0,844T_k \qquad \text{ou} \qquad + 265^\circ \text{ C.}$$

Les particules étrangères qui se trouvent en général dans le liquide ont ordinairement une chaleur spécifique différente de celle du liquide. La présence de ces particules produira donc des différences de température aux différents points du liquide, ce que nous avons vu être une condition nécessaire de l'ébullition. La présence de corps étrangers, pour cette raison, peut donc faciliter l'ébullition d'un liquide et empêcher le retard d'ébullition. Si la chaleur spécifique des corps étrangers est plus petite que celle du liquide (cas de l'eau), les particules étrangères s'échauffent plus vite que les molécules du liquide et jouent le rôle de noyaux autour desquels les molécules du liquide peuvent avoir plus d'énergie cinétique que les autres, et c'est précisément la condition pour la naissance d'une bulle de vapeur. C'est aussi pour cela qu'il faut purifier le liquide autant que possible pour réaliser le phénomène du retard de l'ébullition.

On peut utiliser des considérations analogues pour expliquer le phénomène de la condensation.

MODÈLE D'ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS DE SENSIBILITÉ RÉDUITE ET MUNI D'UN AMORTISSEUR A AIR;

Par M. Louis MALCLÈS [1].

Divers types d'électromètres à quadrants, actuellement répandus, sont établis en vue d'une grande sensibilité au potentiel ou à la charge, ce qui permet, étant donné l'extrême petitesse des couples mis en jeu, d'amortir les oscillations par le seul frottement de l'aiguille et de l'air à l'intérieur des quadrants.

Mais, dès qu'on cesse d'avoir recours à des suspensions extrêmement légères, ce mode d'amortissement devient de plus en plus difficile, parce que les conditions qu'il exige — aiguille très plane, intervalle d'air très réduit — deviennent de moins en moins réalisables pratiquement.

J'ai essayé d'obtenir l'amortissement par l'air, pour des électromètres de sensibilité réduite, par l'emploi d'un système amortisseur agissant indépendamment de l'aiguille et d'un réglage facile.

L'aiguille est portée par un axe d'aluminium à l'extrémité duquel est fixé normalement un disque de mica *mn* (*fig.* 1), très plan et très léger, qu'on peut amener à une distance aussi faible que l'on veut d'un plateau métallique horizontal MN pouvant s'élever et s'abaisser de quantités très petites.

Lorsque l'épaisseur qui sépare les deux surfaces en regard est de l'ordre du millimètre, les réactions développées au cours des oscillations par la viscosité de l'air suffisent pour amortir une suspension sensible à $\frac{1}{30}$ de volt, sensibilité environ 15 fois inférieure à celle d'un électromètre Curie monté avec un fil d'argent de $\frac{2}{100}$ de millimètre de diamètre et une aiguille en aluminium battu de $\frac{3}{100}$ de millimètre d'épaisseur.

Les déplacements continus que l'on peut donner au plateau MN (celui-ci étant muni d'un pas de vis) permettent d'atteindre l'amortissement voulu pour des suspensions de sensibilités diverses sans

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 7 juin 1907.

avoir pour cela à modifier les dimensions du système amortisseur, comme on est obligé de faire dans les amortisseurs à liquides.

En outre de cette solution du problème de l'amortissement, j'ai modifié quelques détails de construction de l'électromètre à quadrants, afin d'en faire un appareil simple et robuste.

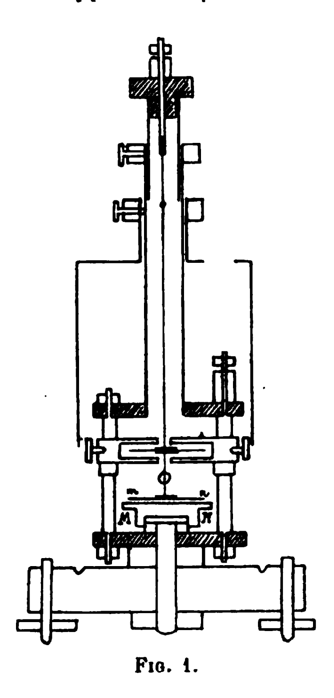


Fig. 1.

Les secteurs, découpés sur une même boîte cylindrique évidée, sont portés par quatre colonnettes vissées sur deux disques d'ébonite servant à la fois de pièces isolantes et de charpente. Le disque inférieur est fixé sur un fort bâti de fonte muni de vis calantes. Le disque supérieur porte la colonne de l'électromètre. La cage de l'appareil peut se déplacer le long de cette colonne et y être maintenue à la hauteur qu'on veut. Pour la pose de l'aiguille, on a la faculté de pouvoir détacher l'une des colonnettes portant un secteur. D'ailleurs, le disque de mica et le plateau servant à l'amortissement facilitent beaucoup la pose de l'aiguille.

L'aiguille est découpée dans une lamelle de mica évidée, recouverte d'une feuille d'aluminium de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur. La

suspension est en fil d'argent de $\frac{4}{100}$ portant à ses extrémités deux petits crochets en laiton. Le réglage en hauteur se fait en enfonçant plus ou moins le tube qui porte la suspension. Le réglage de l'azimut se fait en agissant sur le bouchon d'ébonite qui sert à isoler l'aiguille. Enfin, la charge des secteurs se fait par deux bornes traversant la cage et séparées de celle-ci par un intervalle d'air.

L'appareil construit par M. Pellin a été adopté pour le service des manipulations au Laboratoire d'Enseignement physique à la Sorbonne. Il me paraît approprié aux observations électrométriques n'exigeant ni grande sensibilité ni précautions excessives.

INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES (1);

Par M. G. BERNDT.

C'est Neesen (2) qui a étudié le premier, je crois, l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des dissolutions de chlorure de fer. Ses mesures, faites dans des champs relativement faibles, prouvaient qu'il n'y avait aucune influence dans le cas où le tube renfermant les électrolytes était perpendiculaire aux lignes de force, et qu'il y avait une diminution de la résistance dans le cas où il était parallèle à ces mêmes lignes. Ensuite Bagard (3) observa une augmentation de la résistance d'environ 1 0/0 dans ses expériences relatives aux dissolutions de sulfate de cuivre dans un champ de 5000 gauss, la position étant équatoriale. Mais ces deux observations ne laissent pas que de prêter à des objections, parce que la résistance avait été mesurée avec un courant continu et parce que, en outre, on n'avait pas maintenu une température constante, ce qui est très nécessaire dans les mesures concernant les électrolytes. Je suis parvenu à cette constance de la température en mettant le tube dans un petit tube de Cavendish où je faisais mouiller de l'éther. Cette méthode est facile à imaginer, mais elle n'avait pas été appliquée jusqu'ici, que je sache, à

(1) Cöthen (Anhalt), Laboratoire de physique de l'École polytechnique.
(2) F. Neesen, *Wied. Ann.*, **23**, 482; 1884.
(3) H. Bagard, *C. R.*, **129**, 152: 1899.

des électrolytes. Par ce moyen je réussis à maintenir la température constante, du moins pour quelque temps, en dépit des petites dimensions des appareils qui doivent être installés dans le champ magnétique, jusqu'au point que j'ai obtenu une précision d'un dixième de millimètre (correspondant à 0,004 0/0) au pont de Wheatstone à fil qui avait une longueur de 10 mètres.

Je mesurais la résistance avec un courant alternatif et en utilisant un téléphone extraordinairement sensible comme instrument de zéro. Un électro-aimant en forme de fer à cheval avec des pôles carrés produisait un champ magnétique dont l'intensité était au maximum 3000 gauss, la distance des pôles étant 17 millimètres (le tube perpendiculaire aux lignes de force), et 1000 gauss si la distance des pôles était 50 millimètres (le tube parallèle aux lignes de force).

Au contact du pont jusqu'à un dixième de millimètre, on obtenait le même résultat dans le champ magnétique et hors du champ et pour tous les électrolytes essayés : sulfate de fer, chlorure de fer, sulfate de nickel, nitrate de nickel, nitrate de cobalt, tartre stibié : avec le nitrate de bismuth, la précision n'était qu'un demi-millimètre, parce qu'il fallait ajouter de l'acide nitrique à la dissolution pour éviter le précipité de sel basique. Les expériences étaient faites de telle manière qu'on faisait deux ou trois observations d'abord hors du champ magnétique, puis dans le champ et ensuite encore une fois sans le champ magnétique. On ne tenait compte que des observations où la moyenne des deux mesures dans le champ magnétique était d'accord dans les limites indiquées de la précision. L'influence du champ magnétique sur la résistance des électrolytes est donc moindre que 0,004 0/0 (dans le bismuth moindre que 0,02 0/0) ; la position du tube à l'égard du champ magnétique est indifférente.

Si l'on adoptait cette idée que l'influence du champ magnétique sur la résistance doit être causée par une modification de l'arrangement moléculaire, on serait amené à penser que les fluides ne peuvent pas subir des altérations de la résistance. Drude et Nernst [1] ont trouvé une augmentation de la résistance du mercure d'environ 0,2 0/0 dans un champ de 8000 gauss ; mais la valeur dépendait de l'intensité du courant employé pour la mesure. C'est pourquoi ils sont d'avis que l'augmentation de la résistance est attribuable à des influences électrodynamiques, ce qui est vraisemblablement aussi le cas pour

(1) P. Drude et W. Nernst, *Wied. Ann.*, **42**, 573 ; 1891.

le bismuth fondu, où ils trouvent une augmentation de la résistance de 0,4 0/0, la température étant 290°.

Le mercure était contenu dans un tube capillaire d'un diamètre de $0^{mm},37$ dans mes expériences. On n'a pas observé de modification de la résistance qui fût plus grande que 0,00005 0/0, le tube étant parallèle aux lignes de force ; dans le cas où il était perpendiculaire aux lignes de force, on obtenait une augmentation de la résistance d'environ 0,0005 0/0, qui cependant s'évanouissait lorsqu'on employait un tube capillaire d'un diamètre de $0^{mm},29$ et que, par ce moyen, on supprimait les actions électrodynamiques ; en ce cas la modification est moindre que 0,00004 0/0. On faisait les observations de la manière décrite plus haut, en déplaçant le contact sur le pont et en observant ensuite la modification de la déviation du galvanomètre quand on produirait le champ magnétique. La sensibilité du galvanomètre était déterminée plusieurs fois pendant chaque mesure. Par conséquent, dans le cas où les actions électrodynamiques du champ magnétique sont évitées, le mercure ne subit pas une modification de la résistance qui soit supérieure à 0,00005 0/0 ou 0,00004 0/0, le tube étant parallèle ou perpendiculaire aux lignes de force.

On ne pouvait pas éviter complètement les influences électrodynamiques avec le bismuth fondu, parce que le diamètre du conducteur n'a pu être obtenu dans ce cas inférieur à $0^{mm},5$. On obtenait (perpendiculaire aux lignes de force) une augmentation de la résistance de 0,0015 0/0, la température étant à peu près 365°. Cette modification s'élevait jusqu'à 0,004 0/0 dans un tube capillaire un peu plus large, quoique la température y fût plus élevée (à peu près 420°) et que l'influence du champ magnétique s'affaiblît assez fortement pour des températures croissantes. L'influence du champ magnétique diminue donc quand le diamètre du tube capillaire décroît, de sorte qu'on peut affirmer que la modification observée de la résistance est due à des actions électrodynamiques.

Quand même on n'admettrait pas l'idée que la résistance des corps liquides n'est pas modifiée par l'action d'un champ magnétique, il résulterait néanmoins des expériences précédentes que cette modification, si elle existe, est extraordinairement petite en comparaison de celle qui est observée chez les corps solides.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. IV, nos 5, 6, 7, 8, 9 et 10 ; 1906.

W. LOUGOUNINE et J. KABLUKOFF. — Détermination des quantités de chaleur dégagées lors de l'addition du brome à quelques substances non saturées. — P. 209 et 489.

Il s'agit ici de l'addition du brome non dissous aux substances dissoutes dans un liquide, qui sert en même temps à régulariser la réaction. Le dissolvant employé était le tétrachlorure de carbone. On a éliminé les corps pour lesquels il y a substitution de Br à H, et on se trouve ainsi réduit à l'étude de onze corps où l'addition se produit nettement. L'appareil employé était celui décrit par Berthelot [1], légèrement modifié quant aux dimensions ; les essais furent toujours suivis d'un dosage de l'acide bromhydrique formé, afin de s'assurer qu'il était en quantité suffisamment faible pour ne pas trop influencer les résultats. On a obtenu les résultats suivants :

1	Triméthylène	27285cal,4	
2	Hexylène	28843 ,2	
3	Diallyle	56114 ,3	= 2 × 28057,0
4	Alcool allylique	27732 ,0	
5	Bromure d'allyle	26695 ,0	
6	Chlorure d'allyle	26821 ,6	
7	Ether éthylallylique	28133 ,1	
8	Acétate d'allyle	27017 ,4	
9	Aldéhyde crotonique	19349 ,0	
10	Oxyde de mésylide	20238 ,5	
11	Alcool cinnamique	22321 ,0	

Dans un second mémoire, les auteurs, ayant perfectionné la méthode et surtout acquis une plus grande pratique, se sont d'abord assuré, par de nouvelles déterminations sur l'alcool cinnamique, que les nombres précédents pouvaient être acceptés à 1 0/0 près. Ils ont ensuite continué l'étude d'un grand nombre de substances se rapportant à deux groupes : 1° des acides se rattachant au groupe auquel appartient l'acide oléique ; 2° des substances de la formule $C^{10}H^{16}$: carvène, limonène, pinène droit et gauche. Ce dernier groupe présente un intérêt particulier, vu la possibilité d'y ajouter une ou deux molécules de brome.

(1) *La Mécanique chimique*, vol. I, p. 238.

Ed. MALLET et Ph.-A. GUYE. — Etudes physico-chimiques sur l'électrolyse des chlorures alcalins. Troisième mémoire : Diaphragmes en oxyde de fer du système Combes et Bigot. — P. 222.

Application des méthodes d'étude développées dans les mémoires précédents (1). Ces diaphragmes à base d'oxyde de fer cuit avec des agglomérants appropriés sont très résistants à la soude caustique et permettent de dépasser 100 et même 200 grammes par litre pour la concentration de la soude. Le rendement des ampères serait un peu moins grand que pour les autres diaphragmes, mais cette différence est compensée et au delà par la diminution des frais d'évaporation et la possibilité de réduire les dimensions des appareils.

G. URBAIN. — Recherches sur les terres rares (*Suite*) (2). — P. 232, 321.

Trois méthodes d'observation se présentent pour l'étude spectrochimique des terres rares, suivant qu'on les considère comme éléments absorbants, comme éléments à spectres de lignes ou comme éléments phosphorescents.

Les deux premières ont été employées plus spécialement pour suivre les fractionnements. La dernière permet ensuite de caractériser plus nettement les éléments séparés. Cette méthode de la phosphorescence cathodique, employée déjà par sir W. Crookes et Lecoq de Boisbaudran, est très sensible, mais d'une interprétation parfois délicate, car il faut tenir compte de l'oxyde employé comme support et de la dilution dans cet oxyde. L'auteur emploie des tubes spéciaux en deux pièces, l'une portant la cathode fixe, l'autre mobile s'ajustant à la première par un rodage et dans laquelle on place la substance à étudier.

L'europium a été obtenu en assez grande quantité par la séparation au bismuth et se présente comme le dernier élément du groupe yttrique, tandis que le samarium est le premier élément du groupe cérique. Lecoq de Boisbaudran avait signalé deux spectres pour ce corps et doutait de sa simplicité. M. Urbain, étudiant des échantillons provenant de minéraux différents et où la proportion des deux

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 121, 122 ; t. II, p. 19 ; 1907.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 96 ; 1907.

éléments ne devrait pas toujours être la même, arrive au même résultat, et il en conclut que l'europium est bien un élément donnant des spectres de phosphorescence différents, suivant la concentration qu'il a dans l'oxyde support et la température à laquelle le sel a été calciné.

L'un des termes du fonctionnement de l'europium apparut d'après son spectre comme de la gadoline presque pure. Étudiée par sir W. Crookes et Eberhard, cette terre ne présente ni samarium, ni ytterbium, ni scandium ; on y reconnut, avec quelques métaux communs pouvant provenir des réactifs, de l'yttrium dont la sensibilité au spectre est inouïe. Une série très complète de fractionnements portant sur cette terre permit de s'assurer de la constance du poids atomique de ce gadolinium, qui fut trouvé égal à 157,23.

Enfin, le terbium a pu être défini par son poids atomique très voisin de 159 et par ses trois types de spectre, d'absorption, d'étincelle et de phosphorescence.

Paul Dutoit et Léon GAGNAUX. — Cinétique de transformation. Thio-urée, sulfocyanure d'ammonium en solution aqueuse diluée. — P. 261.

La réaction s'effectue complètement entre 148° et 176°, la vitesse de réaction suit la loi des réactions monomoléculaires, le coefficient de température est 2,9. Au-dessous de 148°, la vitesse de transformation diminue rapidement et les tubes de verre employés chargent la solution de silice, ce qui rend les analyses difficiles, et on ne peut affirmer que la réaction tend vers un équilibre. L'addition de soude paralyse la réaction, l'acide sulfurique l'exalte, mais ces influences sont peu marquées.

E. BRINER. — Recherches sur quelques équilibres chimiques. — P. 267.

La tension de dissociation d'un solide ou d'un liquide de formule A^nB^n formé à partir de deux gaz peut être calculée en fonction des pressions partielles p_1, p_2 des deux gaz restant en présence par la formule :

$$p_1^n p_2^m = \frac{n^n m^m \pi^{n+m}}{(n+m)^{(n+m)}} = k.$$

Si on ignore la valeur des coefficients n et m, on peut les déterminer

en se basant sur ce fait que le produit $p_1^n p_2^m$ doit être constant à une même température, ou encore sur la remarque d'Ysambert, qui donne $\frac{p_1}{p_2} = \frac{n}{m}$, dans le cas du minimum de tension.

Il faut pour cela que le gaz restant ait la composition de la substance formée ; sans cela, par augmentation de la pression totale, la grandeur relative de la tension partielle du gaz en excès deviendrait rapidement prépondérante et le système se comporterait comme un gaz simple. On admet également, dans l'application de la formule précédente, que le corps qui se forme ne prend aucune part à la tension, sinon le calcul montre que les valeurs de K seraient trop grandes.

Dans ces cas, lorsque la pression totale s'élève, la pression partielle du gaz qui n'est pas en excès diminue rapidement et celle du corps formé restant constante devient de moins en moins négligeable ; la formule donnera donc une plus grande exactitude pour les pressions les plus basses où l'on puisse réaliser ces systèmes.

Les expériences au-dessus de la pression atmosphérique ont été faites au moyen d'un tube manométrique relié à une bombe à acide carbonique et dont la vanne permettait d'obtenir facilement et rapidement des pressions variables.

Le mélange $SO^2 + AzH^3$ ne donne pas de minimum net ; de plus, la réaction est irréversible par suite d'une réduction partielle de SO^2 par AzH^3. Le système $CO^2 + AzH^3$ a été étudié jusqu'à 200°, le carbonate d'ammoniaque fond vers 152° à la pression de 63,3 atmosphères. On n'a pu atteindre un point critique ; vers 240°, le tube se brise et la pression atteint, semble-t-il, déjà 400 atmosphères. Le système $AzH^3 + H^2S$ donne des résultats parfaitement concordants avec ceux du calcul aux pressions les plus basses compatibles avec la coexistence des deux phases solide et gazeuse, de même que le système $HCl + PhH^3$.

Witold BRONIEWSKI. — Relations entre la variation de la résistance électrique et de la dilatation des solides monoatomiques. — P. 285.

Travail de synthèse des connaissances actuelles sur la variation du coefficient de dilatation des corps monoatomiques et des rapports entre la dilatation, le volume atomique et le point de fusion.

En écrivant le coefficient de dilatation sous la forme :

$$\alpha_t = \alpha_0(1 + Kt) = \alpha_0 \frac{nF + T}{nF + T_0},$$

où $K = \frac{\alpha'}{\alpha_0}$, $T_0 = 273$, $T = 273 + t$, et F est la température absolue de fusion du corps, on obtient $n = \frac{1 - KT_0}{KF}$.

La valeur de n obtenue au moyen des données expérimentales connues est très voisine de 1 pour les corps monoatomiques, d'où :

$$\alpha_t = \alpha_0 \frac{F + T}{F + T_0} \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_t}{F + T} = C^{te},$$

et la proposition suivante : « Pour les solides monoatomiques, le coefficient de dilatation est proportionnel à la somme de la température absolue de fusion et de la température absolue du corps. » — Pour les corps polyatomiques, la valeur de n est différente de l'unité, et pour la plupart d'entre eux négative. Le fer et le nickel deviennent monoatomiques respectivement au-dessus de 830 et de 370°. Pour le plomb, $n = 2$.

L'augmentation de volume atomique depuis le zéro absolu jusqu'à la température de fusion est sensiblement la même pour les corps simples monoatomiques. Si O est le volume atomique à la température ordinaire, $\beta_{\frac{F}{2}}$ le coefficient moyen de dilatation cubique entre le zéro absolu et la température de fusion, W l'augmentation de volume à la fusion, on a :

$$W = OF\beta_{\frac{F}{2}}.$$

W = 0,65 pour les corps monoatomiques, — 0,26 pour le mercure et 0,95 pour le plomb. Pour les métaux alcalins et alcalino-terreux, on se rapproche du coefficient ordinaire en prenant les volumes atomiques calculés d'après les combinaisons oxygénées, au lieu des nombres obtenus par mesure directe. On vérifie également que « l'augmentation du volume atomique pendant la fusion est sensiblement la même pour les corps simples monoatomiques ».

Une molécule-gramme d'un corps monoatomique exige sous forme de chaleur latente une quantité d'énergie proportionnelle à la tempé-

rature de fusion :

$$\frac{A}{F} = K.$$

Enfin, on a cherché à vérifier que, si $\frac{dF}{dP}$ est une constante, cette constante est la même pour tous les solides monoatomiques.

Si on admet que « la résistance des solides monoatomiques varie proportionnellement à l'espace libre entre les molécules », on a :

$$\frac{a}{a'} = \frac{W + K}{W} = 1,9,$$

a et a' étant les covolumes correspondant au corps à l'état solide et à l'état liquide, à la température de fusion; W et K, les constantes définies plus haut. Les expériences de de La Rive donnent pour $\frac{a}{a'}$ un nombre voisin de 2. Pour le mercure, W = 0,26 au lieu de 0,65, et $\frac{a}{a'}$ ou $\frac{r'}{r}$ = 4,08 d'après les expériences de Cailletet et Bouty, au lieu de 3,2 que donne la formule.

Si on considère les rapports des covolumes à des températures quelconques, on a :

$$\frac{a}{a'} = \frac{\beta_{\frac{T}{2}} T}{\beta'_{\frac{T'}{2}} T'}$$

et

$$\frac{a}{a'} = \frac{2F + T}{2F + T'} \cdot \frac{T}{T'} = \frac{r}{r'} \quad \text{et} \quad \frac{r}{(2F + T)\,T} = C^{te}.$$

Pour les corps à haute température de fusion, $\frac{2F + T}{2F + T'}$ est voisin de l'unité et la résistance peut être considérée comme proportionnelle à la température absolue (loi de Clausius).

Ces formules sont suffisamment vérifiées, même par les corps anormaux, en tenant compte de la valeur n définie plus haut.

Louis KAHLENBERG et Roland-B. ANTHONY. — Sur le pouvoir inducteur spécifique des solutions des oléates de divers métaux lourds. — P. 358.

Les oléates sont préparés par addition de sulfates à l'oléate de sodium, purifiés et dissous dans des liquides purs, puis étudiés par

la méthode de Drude [1]. L'appareil est calibré avec du benzène pur, de l'acétone ou de l'eau ; on n'a pas cherché à maintenir la température rigoureusement constante.

En général, les constantes diélectriques des dissolvants sont un peu diminuées, bien que dans certains cas les oléates additionnés aient une constante diélectrique plus grande que celle du dissolvant lui-même.

La faible variation produite conduit à admettre que les propriétés électriques particulières aux métaux sont masquées par leur combinaison avec l'acide organique.

A. COTTON et H. MOUTON. — Etude ultramicroscopique du transport électrique. — P. 365.

FRÉDÉRICK-H. GETMAN. — Viscosité des systèmes à deux composants liquides. — P. 386.

On a employé le viscosimètre d'Ostwald, immergé dans un thermostat à parois transparentes ; au-dessus de 40°, le viscosimètre est placé dans un manchon parcouru par la vapeur d'un corps à point d'ébullition bien défini (alcool amylique ou acétate d'amyle). La constante de l'appareil a été mesurée avec de l'eau pure aux différentes températures employées.

On a trouvé un certain nombre de systèmes qui suivent la règle des mélanges (benzène-toluène, benzène-éther, etc...) ; d'autres s'en écartent nettement (alcool méthylique-eau). L'état d'association des liquides en présence ne semble avoir aucun rapport avec la viscosité de ces mélanges.

SYDNEY YOUNG. — Sur la tension de vapeur d'un liquide pur à température constante. — P. 425.

La courbe de tension de vapeur d'un liquide à température constante est-elle une droite ? Peut-on admettre comme rigoureusement exacte l'équation $p = c$? Telle est la question que l'auteur a voulu discuter à fond, en présence de certaines affirmations : comme, par exemple, celle de Battelli qui prétend avoir observé un accroisse-

(1) *Drude's Annalen*, 8, p. 336 ; 1892.

ment de la pression pendant la condensation d'un liquide pur. Andrews avait bien constaté ce fait, mais il a toujours cru pouvoir l'attribuer à la présence d'une impureté de l'air généralement.

Les expériences étant menées avec tout le soin possible et en se mettant dans la possibilité de faire toutes les corrections habituelles, il y avait lieu de se préoccuper des causes d'erreur suivantes : 1° présence d'impuretés, y compris l'air dissous ou adhérent aux parois; 2° évaporation de mercure; 3° insuffisance du temps laissé à l'établissement de l'équilibre avant de faire la lecture; 4° variations de la température de la jaquette de vapeur; 5° variation rapide de la température de l'eau entourant les manomètres; 6° erreurs de lectures.

Il résulte de la discussion que les résultats seront toujours plus exacts en opérant par évaporation lente, sans ébullition brusque et à des températures basses, surtout s'il y a des traces d'air ou si la substance a une tendance à se décomposer.

Imaginons un tube barométrique fermé par un robinet et communiquant avec un grand ballon. Si on introduit à la partie supérieure du mercure une faible colonne de liquide et qu'on fasse une lecture de la hauteur du ménisque (dont l'appareil était maintenu à température constante) et le robinet étant ouvert, il semble inadmissible que le fait de fermer le robinet, c'est-à-dire de diminuer le volume relatif de la vapeur par rapport au liquide, puisse faire varier la tension.

Un grand nombre de substances ont été étudiées en dehors de l'isopentane, qui avait déjà été employé précédemment. Les résultats ont été classés en quatre catégories : 1° séries dans lesquelles aucun signe de décomposition n'a été observé, et pour lesquelles l'air dissous ne devait être présent qu'à l'état de traces; 2° séries dans lesquelles des signes de décomposition ont été observés aux plus hautes températures; 3° séries dans lesquelles l'air semble n'avoir pas été complètement éliminé; 4° une seule substance, l'acide acétique, dont les molécules sont associées dans les deux états, liquide et gazeux.

Dans tous les cas où aucune cause ne peut mettre en doute l'exactitude des résultats, la constance de la tension se vérifie parfaitement.

E. BRINER. — Compressibilité de mélanges de gaz susceptibles de réagir entre eux pour former des composés solides ou liquides. Tensions de vapeur et constantes critiques des gaz : acide chlorhydrique, hydrogène phosphoré et acide sulfureux. — P. 476.

Afin de rechercher si, dans ces mélanges gazeux, les molécules du composant formé existent à l'état gazeux même aux basses pressions, on a déterminé la compressibilité des mélanges et des composants séparés et comparé la première à la valeur moyenne des compressibilités des seconds. La loi d'action des masses indique que, pour le PhH^4Cl, la pression partielle de ses molécules gazeuses augmenterait comme le carré de la pression totale, et comme le cube dans le cas de $CO^2(AzH^3)^2$.

La compressibilité du mélange est toujours comprise entre les compressibilités des composants; donc on peut admettre qu'il y a très peu ou point de molécules gazeuses du composant. Ysambert était déjà arrivé à la même conclusion pour le mélange $AzH^3 + AzH^2S$.

L'application de la loi de Trouton à ces mélanges conduit à la formule $\frac{Q}{nT} = K$, n étant le nombre de molécules-grammes auquel le solide donne naissance par dissociation, T désignant la température où la tension de dissociation atteint la valeur de 760 millimètres. La constante de Trouton, K, doit être égale à 32 si Q désigne non la chaleur de vaporisation, mais la chaleur de sublimation, qui est la somme des chaleurs de fusion et de vaporisation. Les résultats expérimentaux donnent pour K la valeur 36.

G. HOSTELET. — Du rôle de la diffusion dans le fonctionnement d'une électrode. — P. 507.

Un électrolyseur étant défini comme formé de deux milieux de transformations électrochimiques, les électrodes, soumises à deux liaisons dont l'une est l'électrolyte et l'autre le circuit métallique, l'auteur a cherché expérimentalement les rapports complexes entre la concentration des électrolytes, la densité du courant et les phénomènes de polarisation. Les différences de potentiel anodiques et cathodiques sont mesurées par rapport à une électrode neutre placée en dehors du champ électrique. En faisant varier la différence

de potentiel totale appliquée aux électrodes, le temps de passage du courant, la concentration, les courbes représentatives des résultats obtenus présentent des points plus ou moins anguleux correspondant à la séparation des différents ions ou à la présence de réactions secondaires. Les substances facilitant la diffusion ou certaines réactions dans l'électrolyte jouent un rôle important sur la répartition des produits, du potentiel et le rendement électrochimique.

L. DÉMOLIS. — Études physico-chimiques sur l'électrolyse des chlorures alcalins. — P. 528.

E. BOMER. — *Id.* — P. 547.

M. Ph.-A. Guye ayant donné dans des mémoires précédents la théorie générale de l'électrolyse des solutions de chlorure de sodium en vue de la production de la soude caustique, il manquait un certain nombre de constantes physico-chimiques.

Ces deux mémoires ont pour but de compléter cette lacune.

La conductibilité des solutions a été étudiée par la méthode de Kohlrausch, tant pour le chlorure de sodium et la soude caustique que pour les solutions mixtes entre 15 et 80° environ ; les valeurs obtenues diffèrent de moins de 1 0/0 des nombres de Kohlrausch et Holborn, obtenus pour les mêmes conditions.

Les résultats obtenus pour les densités ont pu être renfermés dans la formule suivante :

$$D_t = \frac{(0,997871 + 0,0007298N - 0,0000002455N^2) + (0,00103R - 0,000000688R^2)}{1 + 0,00039t},$$

où N est la concentration en chlorure de sodium exprimée en grammes par litre ; R, celle de la soude caustique ; t, la température.

La chaleur spécifique a été déterminée en projetant, dans un calorimètre contenant la solution, une boule d'argent de poids connu et préalablement portée à une température connue et mesurant l'élévation de température. La formule de Mathias est applicable aux solutions pures, mais non aux solutions mixtes.

M. Briner a étudié pour les mêmes solutions :

1° L'indice de réfraction, et a trouvé pour les solutions de chlorure de sodium :

$$n = 1,334 + c\,(0,0001683 - 0,000000693c)\,;$$

pour les solutions de soude caustique :

$$n = 1{,}3334 + c\,(0{,}0002694 - 0{,}000000289c),$$

sans pouvoir donner de formules simples pour les solutions mixtes;

2° Le coefficient de viscosité. A 20°, le coefficient de viscosité de solutions de chlorure de sodium est donné par la formule :

$$\eta = 0{,}010015 + c\,(0{,}00001004 + 0{,}00000064c);$$

pour les solutions de soude à 20° :

$$\eta = 0{,}010015 + c\,(0{,}0000457 + 0{,}000000321c);$$

pour les solutions mixtes, il a fallu se contenter d'un tableau;

3° Les coefficients de transports déterminés par une méthode différente de celle de Hittorf ont été trouvés en concordance avec ceux qui ont été donnés par cet auteur.

Paul DUTOIT et Henri DEMIERRE. — Réactions ioniques dans l'acétone. — P. 565.

M. Baden (1) avait recherché si la réaction de l'acide chloracétique avec l'iodure de sodium en solution acétonique était moléculaire ou ionique; il avait suivi la réaction par des dosages gravimétriques du NaCl supposé insoluble, et conclu que la réaction était moléculaire.

L'étude générale des réactions :

$$CH^2Cl.COOH + MeI = CH^2ICOOH + MeCl \;(Me = Na, K, AzH^4),$$

par une méthode toute différente, a conduit les auteurs à une conclusion diamétralement opposée. Ils ont suivi la réaction par mesure de conductibilité ; celle-ci, étant presque uniquement due à l'iodure, permettait de déterminer la concentration, d'où l'ordre n de la réaction qui fut trouvé égal à 2. De plus la constance du rapport $\frac{K}{\alpha} = \frac{K}{\mu}$ de la constante de vitesse des réactions bimoléculaires au degré de dissociation α ou à la conductibilité μ pour une même concentration fut vérifiée pour les sels de potassium, mais moins bien pour ceux de

(1) Dissertation. Lausanne, 1904.

sodium, l'insolubilité de NaCl dans l'acétone n'étant pas complète. La réaction, en solution acétonique, nettement ionique, conduit à un équilibre. G. Roy.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

1906.

Julius PRECHT. — Explosionsgefahr bei Radium (Danger d'explosion avec le radium). — P. 33.

Paul-L. MERCANTON. — Ueber Explosionsgefahr bei Radium und die Undurchdringlichkeit des erhitzten Glases für die Radiumemanation (Sur le danger d'explosion avec le radium et l'imperméabilité du verre chauffé pour l'émanation du radium). — P. 378.

Un tube contenant du bromure de radium pur et fermé depuis plus de deux ans fit explosion sur une table où M. Precht l'avait posé, après l'avoir retiré de l'air liquide, bien qu'il eût déjà pu faire plusieurs fois l'opération sans aucun accident. Il ne s'agit pas ici d'une simple rupture du verre, provenant de la différence de température, car le tube, finement pulvérisé, fut projeté au loin. Il semble qu'on doive rapprocher cet accident d'un autre fait signalé par M^me^ Curie : un de ses tubes à radium, scellé depuis plus de deux mois, fit explosion pendant qu'on le chauffait.

Ce sont là des faits isolés dont il est difficile de donner actuellement une explication certaine. On peut accepter celle de M^me^ Curie et de M. Precht, qui admettent l'existence dans le tube d'un véritable gaz sous pression élevée.

M. Mercanton a recherché systématiquement les causes de l'explosion, en opérant sur un tube appartenant au professeur Röntgen et fermé depuis trente-huit mois et demi. Ce tube fut placé dans une chambre d'explosion en relation avec un manomètre, un tube de Geissler et une pompe à vide. L'auteur se proposait de fondre une partie du tube, en envoyant un courant électrique dans une spirale de platine enroulée autour d'une portion du tube. Il vit le verre *devenir mou sans se gonfler*. Mais, malheureusement, le fil de platine fut fondu avant la fin de l'expérience.

L'auteur put constater que, jusqu'alors, la pression n'avait varié que d'une façon insensible, et l'analyse spectroscopique ne lui permit pas de déceler la présence d'hélium dans la chambre d'explosion.

Mais une toile métallique, qui s'y trouvait placée, devint fortement radioactive, comme si de l'émanation était réellement sortie du tube. Ou bien le tube avait été troué, ou bien l'émanation pouvait traverser le verre ramolli. Pour décider, l'auteur fit fondre la partie suspecte du tube et recommença l'expérience en enroulant le fil de platine sur une nouvelle portion du tube. Il amena le verre au voisinage de l'état pâteux, sans qu'une toile métallique, fortement chargée d'électricité négative, devînt radioactive.

Il établissait donc : 1° que l'émanation ne traverse pas le verre mou et que, par suite, le tube avait été troué dans la première expérience; 2° que le gaz qui pouvait se trouver dans le tube clos depuis trente-huit mois et demi n'était pas sous une pression supérieure à la pression atmosphérique, mais vraisemblablement sous une pression inférieure.

Il serait intéressant de répéter cette expérience dans tous les laboratoires où l'on dispose de tubes à radium scellés depuis longtemps, car, jusqu'à présent, il est impossible de risquer une explication des phénomènes curieux observés par M[me] Curie et par M. Precht.

HANS RAU. — Beobachtungen an Kanalstrahlen (Observations sur les rayons-canal). P. 421.

Quand les rayons-canal frappent les parois d'un tube à vide, l'on aperçoit deux lueurs de nature différente : une fluorescence verte du verre et une couche lumineuse jaune orangé dans laquelle le spectroscope révèle la présence des raies D; dans l'hydrogène, la fluorescence verte est à peu près seule visible; dans l'oxygène, on ne voit guère que la lueur sodique. Il semblait donc peu probable, à première vue, que cette lueur sodique fût due à l'élévation de température produite par le choc des particules constituant les rayons-canal, car elle aurait dû exister dans tous les gaz. On serait plutôt tenté de l'attribuer à une réaction chimique. L'auteur a opéré sur des tubes à azote : la lumière sodique y apparaît; mais, si on a eu soin d'exposer d'abord le verre aux rayons cathodiques, elle n'apparaît plus, au moins au début, et, si on protège par un écran une partie de la paroi contre le rayonnement cathodique, la lumière sodique n'apparaît d'abord qu'aux endroits protégés. L'auteur pense, à juste titre, que la surface du verre est modifiée par la fluorescence cathodique ou la cause de cette fluorescence. Or les rayons-canal pro-

duisent dans l'hydrogène une fluorescence tout à fait analogue à celle des rayons cathodiques; il n'est donc pas étonnant qu'on n'y aperçoive pas la lumière sodique.

L'absence de la lueur sodique dans l'hydrogène et dans l'hélium ne semble donc pas en contradiction avec l'hypothèse d'une élévation considérable de température sous l'influence des rayons-canal.

CHRISTIAN FUCHTBAUER. — Ueber eine von Kanalstrahlen erzeugte Sekundärstrahlung und über eine Reflexion der Kanalstrahlen.— Ueber die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen (Sur un rayonnement secondaire produit par les rayons-canal et sur une réflexion des rayons-canal. — Sur la vitesse des rayons négatifs produits quand les rayons-canal et les rayons cathodiques tombent sur les métaux). — P. 748.

Guidé par le fait que la chute cathodique est très différente pour divers métaux dans un même gaz, l'auteur a pensé que les rayons-canal, en rencontrant les métaux, pouvaient donner naissance à un rayonnement secondaire d'intensité très différente suivant la nature du métal.

Ses expériences ingénieuses semblent, malgré les causes d'erreurs difficiles à éviter, confirmer sa prévision.

1° Les rayons-canal se réfléchissent sur les métaux et donnent naissance à un rayonnement secondaire formé d'électrons négatifs;

2° Les quantités d'électrons créés sont différentes pour les divers métaux.

Le second mémoire est consacré à la détermination de la vitesse avec laquelle les électrons négatifs abandonnent le métal.

La méthode consiste à dévier le faisceau secondaire par un champ magnétique qui l'oblige à passer par un canal curviligne, avant de rencontrer une électrode recueillant les charges transportées. On sait comment la vitesse de propagation se déduit de la déviation.

Pour les valeurs quelconques du champ, l'électrode recueille des charges positives. D'après l'auteur, les rayons-canal secondaires ionisent le gaz.

Quand le faisceau ne suit pas exactement le canal curviligne, les ions sont absorbés par les parois et l'absorption est plus grande pour les ions négatifs que pour les positifs. On doit donc bien recueillir des charges positives. Quand le champ augmente, la charge devient négative, puis elle passe par un maximum correspondant au champ pour lequel la plus grande partie des rayons secondaires traverse le

canal. Le champ maximum était 8,1 à 9 unités absolues pour le platine, correspondant à une vitesse de 3,2 à 3,5 $\times 10^8$ centimètres par seconde.

La vitesse est à peu près indépendante de celle des rayons-canal incidents. Elle est la même pour l'hydrogène et pour l'air.

Le même appareil a pu servir à l'auteur pour étudier la vitesse des rayons secondaires produits par les rayons cathodiques.

Comme la précédente, cette vitesse est indépendante de celle des rayons incidents. Elle est la même que pour les rayons-canal.

M^me^ Sklodowska CURIE. — Ueber die Zeitkonstante des Poloniums (Sur la constante de temps du polonium). — P. 146.

W. MARCKWALD. — Ueber Polonium und Radiotellure (Sur le polonium et le radiotellure). — P. 369.

Stefan MEYER et von SCHWEIDLER. — Bemerkung zu der Mitteilung der Frau Curie (Remarque sur la communication de M^me^ Curie). — P. 257.

M^me^ Sklodowska CURIE. — Nachtrag zu meiner Mitteilung : « Ueber die Zeitkonstante des Poloniums » (Addition à ma communication : « Sur la constante de temps du polonium »). — P. 180.

On sait que, tout au début de ses recherches, M^me^ Curie a extrait du sous-nitrate de bismuth, préparé à partir de la pechblende, un élément nouveau auquel elle donna le nom de polonium. Depuis, M. Rutherford émit l'hypothèse que le polonium serait un produit de transformation du radium, le radium F. De son côté, M. Marckwald annonça avoir obtenu un nouveau corps radioactif et l'avoir isolé, grâce à des réactions d'une très grande sensibilité, bien que, dans 5000 kilogrammes de résidus d'uranium, il n'y ait guère que quelques milligrammes de ce corps. M. Marckwald place ce corps à côté du tellure et propose de lui donner le nom de radiotellure. C'était, d'après l'auteur, la première fois qu'on obtenait un corps radioactif à l'état de pureté.

Par l'étude du bismuth actif, M. Marckwald fut amené à penser que le polonium n'était pas un corps bien défini, mais un mélange de plusieurs substances radioactives, contenant en particulier du radiotellure, du radium D, E et F.

En réalité, il n'y a aucune différence entre le polonium et le radiotellure. M^me^ Curie a repris l'étude du polonium et déterminé sa constante de temps, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que sa radioactivité diminue de moitié. Elle a trouvé exactement le nombre

correspondant au radiotellure ou cent trente-neuf jours. Il ne peut plus y avoir aucun doute sur l'identité entre les deux substances.

Le polonium ou radium F ne contient ni radium D ni radium E. Des produits obtenus en 1900, plusieurs centaines de fois plus actifs que l'uranium métallique, ne possèdent plus aujourd'hui qu'une très faible activité et, par conséquent, ne peuvent contenir du radium D dont la constante de temps, d'après Rutherford, est de quarante années.

Le plomb radioactif extrait de la pechurane atteint bientôt un équilibre. Il est trois à quatre fois plus actif que l'uranium. L'équilibre est dû à la présence des trois constituants, le radium D, le radium E et le radium F ou polonium.

M^me^ Curie possède de grandes quantités de plomb radioactif dont l'équilibre n'a pas varié en trois ou quatre années. On peut extraire le polonium de ce produit.

Le polonium n'est pas un mélange, c'est du radium F.

La découverte du polonium par M^me^ Curie a été l'origine de ses beaux travaux.

Il ne semble pas qu'il y ait actuellement de raisons suffisantes pour changer le nom que lui a donné l'auteur de sa découverte. Si le polonium se rapproche du tellure, il se rapproche aussi beaucoup du bismuth, et il vaut mieux lui conserver encore son nom de polonium.

B. KUCERA et B. MASEK. — Ueber die Strahlung des Radiotellurs (Sur le rayonnement du radiotellure ou polonium). — I, II, III. — P. 337, 630, 650.

C'est à la même question que se rattache le premier de ces trois mémoires. Les travaux de Bragg et de Kleeman sur les rayons α du radium et les travaux de Rutherford sur le rayonnement α du radium C ont donné aux deux auteurs l'idée d'étudier, au même point de vue, le rayonnement du polonium, qui, dans l'air, est surtout formé de rayons α.

MM. Kucera et Masek ionisent l'air compris entre les plateaux d'un condensateur en toile métallique, par du polonium fixé sur un disque de cuivre parallèlement aux plateaux du condensateur, à une distance variable. L'ionisation est mesurée par l'intensité du courant de saturation entre les deux armatures du condensateur. La variation de l'ionisation, produite par le polonium, en fonction de la distance est absolument comparable à celle des rayons α du radium, de l'éma-

nation, du radium B et C. Ces expériences confirment donc l'hypothèse de Rutherford, d'après laquelle le radiotellure de M. Marckwald et le polonium de M[me] Curie seraient un produit de dislocation du radium. L'âge du produit employé ne semble pas influer sur le caractère de son rayonnement.

Le second mémoire est consacré à l'étude de l'absorption des rayons α par les métaux en lame mince.

Bragg a introduit dans ses recherches une nouvelle grandeur, « le pouvoir d'absorption atomique » (*stopping power*, *Atomabsorptionsvermögen*).

C'est le rapport entre les effets d'une couche d'aluminium et d'une couche d'air, contenant le même nombre d'atomes, c'est-à-dire dont les masses sont dans le rapport des masses atomiques. L'aluminium est 1,52 fois plus actif que l'air.

Le résultat principal de ce travail est encore un rapprochement entre le polonium et le radium.

L'absorption des rayons α du polonium par les métaux et les gaz suit les mêmes lois que celle des rayons α du radium et de ses produits. Le pouvoir d'absorption atomique est à peu près proportionnel à la racine carrée moyenne du poids atomique et a la même valeur que pour le radium C. Le facteur de proportionnalité semble croître un peu avec la masse atomique. L'absorption change avec la vitesse des rayons et augmente proportionnellement à la vitesse.

La relation qui lie l'absorption atomique à la racine carrée de la masse atomique est la même pour les métaux et les gaz, et ne semble pas dépendre de l'état physique du corps considéré.

Dans leur troisième mémoire, les auteurs ont prouvé que l'on ne peut en aucune façon mettre directement en évidence un rayonnement secondaire des rayons α, ionisant l'air, après réflexion ou passage à travers une couche de métal. On ne peut donc pas affirmer l'existence d'un rayonnement secondaire, mais il semble vraisemblable que les rayons α subissent une sorte de diffusion en traversant une lame métallique. Le pouvoir diffusant des métaux pour ces rayons croît proportionnellement à la racine carrée de leur poids atomique. Les auteurs expliquent par cette diffusion les curieuses expériences de M[me] Curie sur l'interversion des écrans (1).

(1) M[me] CURIE, *Recherches sur les substances radioactives*, p. 74.

Edgar MEYER. — Die Absorption der α-Strahlen von Radium F in Metallen (L'absorption des rayons α du radium F par les métaux). — P. 917.

Le travail de M. Meyer conduit à un résultat un peu différent de ceux des auteurs précédents. M. Meyer pense qu'il est inutile d'admettre l'existence d'un rayonnement secondaire ou même d'une diffusion pour expliquer l'absorption des rayons α par les écrans métalliques superposés ou intervertis. Il suffit d'admettre que l'ionisation et l'absorption sont proportionnelles pour pouvoir calculer l'absorption des rayons α du polonium dans les couches métalliques superposées, connaissant l'absorption dans chacune des couches.

H. GREINACHER. — Ueber die durch Radiotellur hervorgerufene Fluoreszenz von Glas, Glimmer und Quartz (Sur la fluorescence du verre, du mica et du quartz sous l'action du polonium). — P. 225.

Les tubes de verre contenant une préparation de radium ont une fluorescence propre. On rapporte généralement cette propriété à l'action des rayons β et γ du radium, à cause de leur parenté avec les rayons cathodiques et les rayons X. Mais les rayons α produisent aussi la fluorescence. C'est ainsi que M. Greinacher a obtenu des impressions photographiques qui ne peuvent être attribuées au polonium lui-même, mais bien au verre, au mica ou à une lentille de quartz rendus fluorescents par le polonium.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Zwei Versuche über die Vermindering der Ionenbeweglichkeit im Nebel (Deux expériences sur la diminution de la mobilité des ions dans le brouillard). — P. 370.

Il arrive souvent que des brouillards qui ont balayé le sol accusent dans le champ électrique normal de la terre une charge positive. On peut expliquer aisément cette électrisation et la reproduire artificiellement.

Au-dessus d'un cylindre plat S, en communication avec l'électromètre et primitivement au sol, on place une plaque métallique P portée à un potentiel élevé. On remplit le cylindre de vapeurs lourdes de chlorure d'ammonium et on approche de la plaque et du cylindre une source ionisante quelconque, par exemple un sel de radium. Si P est chargé positivement, au bout de quelques minutes

le nuage de chlorure d'ammonium se charge positivement. Il est facile de montrer cette électrisation en supprimant la source ionisante, en isolant le cylindre et l'électromètre et chassant subitement les vapeurs. L'électromètre accuse une charge négative, retenue d'abord par influence sur le cylindre, par la présence des vapeurs chargées positivement. *L'ionisation propre de l'air est suffisante pour produire le phénomène sans autre source ionisante.*

J'ai eu l'occasion d'observer un phénomène du même genre, au cours d'expériences sur l'influence de la pression dans les phénomènes d'ionisation. Ayant comprimé, dans un cylindre en communication avec l'électromètre, de l'air contenant des vapeurs de chlorure de zinc et d'ammonium, j'ai pu mettre en évidence une forte électrisation du cylindre au moment où je décomprimais l'air brusquement. J'ai attribué cette électrisation à l'influence des charges portées par le chlorure d'ammonium. Elle doit être durable, car le phénomène pouvait encore être observé plusieurs heures après que les vapeurs avaient été introduites dans le cylindre. J'indique sommairement ce résultat, parce qu'il me semble se rattacher étroitement à la curieuse expérience de MM. Elster et Geitel.

Ces auteurs citent un autre effet de ces vapeurs ou nuages artificiels. Un électromètre, en communication avec un cylindre de zinc et contenant une ampoule isolée de sel de radium entourée d'une feuille d'aluminium, accuse une déviation de $0^v,25$ due aux différences de potentiel de contact. Si on introduit dans le cylindre du chlorure d'ammonium, le sens de la déviation change, et la différence de potentiel monte à + 5 volts.

Les deux phénomènes semblent dus à la variation de mobilité des ions. E. Rothé.

Th. LOHNSTEIN. — Zur Theorie des Abtropfens mit besonderer Rücksicht auf die Bestimmung der Kapillaritätskonstanten durch Tropfversuche (Contribution à la théorie de la formation des gouttes, appliquée en particulier à la détermination des tensions superficielles par la méthode d'écoulement). — *Annalen der Physik*, t. XX, p. 237-269 et p. 606-618 : 1906 ; t. XXII, p. 767-782 ; 1907.

L'équation différentielle de la courbe méridienne d'une goutte est :

$$\frac{y''}{(1+y'^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{y'}{x(1+y'^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{a^2}(h-y),$$

où y désigne l'ordonnée verticale comptée positivement en sens contraire de la pesanteur ; $2a^2(\sigma_1 - \sigma_2)$, la tension superficielle à la limite de deux liquides dont les densités sont σ_1 et σ_2 ; h, une constante dépendant des conditions limites.

En posant :

$$x = ax_1, \qquad y = ay_1, \qquad h = ah_1,$$

et supprimant les indices, on mettra cette équation sous la forme :

$$\frac{y''}{(1 + y'^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{y'}{x(1 + y'^2)^{\frac{1}{2}}} = 2(h - y).$$

Elle peut être remplacée par le système :

$$\frac{d(xu)}{du} = 2x(h - y),$$
$$\frac{dy}{dx} = \frac{u}{\sqrt{1 - u^2}}.$$

où $u = \frac{y'}{\sqrt{1 + y'^2}}$ est le sinus de l'angle que fait avec l'horizon la tangente à la méridienne au point (x, y). Si on prend pour origine le sommet inférieur de la goutte, h sera l'inverse du rayon de courbure en ce point, où les courbures principales sont égales.

Le volume d'une goutte ayant une base plane de rayon r sera :

$$a^2 r\pi \left[\sin\theta + \frac{r\left(y_0 - \frac{a^2}{\rho_0}\right)}{a^2} \right],$$

θ étant l'angle de la méridienne avec l'horizon le long de la ligne de contact ou du bord du tube ; en désignant par α la tension superficielle, le poids de la goutte pendante est :

$$2r\pi\alpha \left[\sin\theta + \frac{r\left(y_0 - \frac{a^2}{\rho_0}\right)}{a^2} \right],$$

tandis que, d'après Quincke et Kohlrausch, le poids de la goutte tombée, qui est inférieur à celui de la goutte pendante, serait $2r\pi\alpha$.

Il s'agit de discuter les valeurs de :

$$V = u + y(x - h),$$

le volume compris entre le sommet de la goutte et une section hori-

zontale menée à la distance y est en effet :

$$x\pi V.$$

On ne peut exprimer l'intégrale générale de l'équation différentielle par des fonctions connues. Pour la discussion, on l'intégrera numériquement en donnant à h des valeurs comprises dans l'intervalle qui intéresse la pratique.

Si, à partir du sommet, la valeur de u peut varier de 0 à 1, c'est-à-dire si l'angle de la tangente peut varier de 0 à $\frac{\pi}{2}$, on dira que la courbe a un premier quadrant complet.

Si h est $< 1,7975$, le premier quadrant n'est pas complet : u croît de 0 jusqu'à un certain maximum et, à partir de ce point d'inflexion, décroît jusqu'à 0 d'une manière continue.

Si h est $> 1,7975$ et inférieur à une certaine limite comprise entre 2 et 3, le premier quadrant est complet, le point d'inflexion est dans le second quadrant, et u décroît ensuite d'une manière continue de 1 à 0, à partir du cercle de gorge.

Pour les valeurs supérieures de h, la courbe présente un second point d'inflexion :

L'abscisse R de la méridienne au point où u s'annule la deuxième fois représente le rayon limite d'une goutte circulaire suspendue à une surface plane ; cette limite est pour h infiniment petit :

$$R = 2,710a;$$

en d'autres termes, le rayon réel est toujours plus petit que $2,710a$.

Lorsque h varie, le volume de la goutte passe par un maximum entre $h = 8,85$ et $h = 1,25$. D'après cette remarque, on calcule que le poids maximum d'une goutte pour un liquide dont la tension superficielle est α et la densité σ est :

$$18,83\,\frac{\alpha^{\frac{3}{2}}}{\sigma^{\frac{1}{2}}}.$$

La goutte se détache lorsque, par la variation continue de h, le volume de la goutte a atteint son maximum.

La goutte détachée n'est qu'une fraction de la goutte pendante. D'après les observations, le partage se fait de manière que la partie terminale du ménisque adhérente au bord du tube ait à peu près la

même inclinaison sur l'horizon que la méridienne de la goutte à l'instant où elle se détache.

D'une manière générale, un liquide mouillant un solide tend à conserver l'angle que fait sa surface avec le solide le long d'une arête vive.

L'expérience montre que la vitesse d'écoulement a une influence sur le poids des gouttes. M. LAMOTTE.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber die Bestimmung einer Kapillarkonstante durch Abtrophen (Détermination d'une tension superficielle par la méthode d'écoulement). — *Annalen der Physik*, t. XX, p. 798-806; 1906.

L'application des lois de la tension superficielle n'est pas suffisante pour calculer le poids des gouttes, et M. Lohnstein a dû faire appel à des considérations empiriques. M. Lohnstein aurait trouvé lieu de vérifier ses résultats en les comparant à ceux de lord Rayleigh, qui a employé une formule analogue.

R. FEUSTEL. — Ueber Kapillaritäts Konstanten und ihre Bestimmung nach der Methode des Maximaldruckes kleiner Blasen (Sur les constantes capillaires et leur détermination par la pression maximum des petites bulles). — T. XVI, p. 61-93.

Un tube de platine, coupé nettement dans un plan perpendiculaire à son axe, plonge dans le liquide. De l'air est chassé dans ce tube sous une pression mesurée par un manomètre. On mesure la pression maximum que peut supporter la bulle.

Soient p cette pression, a le rayon du tube, σ le poids spécifique du liquide, β la constante capillaire :

$$\beta = \frac{ap}{2}\left(1 - \frac{2}{3}\sigma - \sigma^2\right).$$

Cette méthode évite les difficultés qui proviennent de l'inconstance de l'angle de raccordement.

La tension superficielle décroît quand la température augmente, suivant une fonction linéaire de cette température. Cette loi se poursuit jusqu'au-dessous de la température de fusion, c'est-à-dire pour le liquide surfondu.

Cantor a déduit de la théorie de Laplace que le coefficient de température de la tension superficielle devait être égal à 2,33 fois le

coefficient de dilatation. En fait, le rapport de ces coefficients est à peu près constant.

Dans les isomères de substitution, c'est le dérivé ortho qui a la plus grande tension superficielle, le dérivé para la plus petite ; celle du dérivé méta a une valeur intermédiaire.

M. LAMOTTE.

G. KUCERA. — Eine Bemerkung zu der Arbeit von Hirn. Feustel : « Ueber Kapillaritäts Konstanten... » — *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 789-792 ; 1905.

Réclamation au sujet du mémoire précédent.

C. FORCH. — Die Oberflächenspannung von anorganischen Flüssigkeiten (Tension superficielle des liquides inorganiques). — *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 744 ; 1905.

La méthode des gouttes peut fournir des valeurs *relatives* exactes, quand on ne compare que des dissolutions aqueuses.

G. ZEMPLÉN. — Ueber die Oberflächenspannungen wässeriger Lösungen (Tension superficielle des dissolutions aqueuses). — *Annalen der Physik*, t. XX, p. 783-797 ; 1906.

La détermination des tensions superficielles des dissolutions présente cette difficulté que l'eau pure se rassemble peu à peu sur la surface du ménisque et que la matière dissoute n'influe plus sur la tension superficielle. Par un dispositif approprié, l'auteur a réussi à éliminer cette difficulté et à obtenir des résultats constants.

D'après ses mesures, la loi d'Eötvös s'applique aussi aux dissolutions. Suivant cette loi, l'énergie superficielle moléculaire est la même à des températures également éloignées de la température critique.

GYOZO ZEMPLÉN. — Bestimmung der Koeffizienten der inneren Reibung der Gase nach einer neuen experimentellen Methode (Détermination du frottement interne des gaz par une nouvelle méthode expérimentale). — *Annalen der Physik*, t. XIX, p. 783-807 ; 1906.

Une sphère creuse oscille à l'intérieur d'une autre sphère concentrique, distante de la première de 1 centimètre environ. On peut, dans ces conditions, calculer exactement l'influence de la viscosité

de l'air sur le décrément logarithmique des oscillations et, par suite, déterminer cette viscosité. Plusieurs corrections sont nécessaires pour éliminer l'influence des frottements et de la viscosité du fil de suspension :

$$\eta = 1{,}794\ 10^{-4}\mathrm{CG^{-1}S^{-1}},$$

avec une erreur maximum de 1 0/0.

M. Lamotte.

R. REIGER. — Ueber die Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes beizahflüssigen und festen Körpers (Validité de la loi de Poiseuille pour les corps semi-fluides et solides). — *Annalen der Physik*, t. XIX, p. 985-1006; 1906.

Les expériences ont porté sur des mélanges de colophane et d'essence de térébenthine, d'après la vitesse d'écoulement sous pression constante ou d'après la forme que prend une surface primitivement plane, soit la surface libre, soit un plan pris dans la masse.

Elles ont vérifié la loi de Poiseuille.

M. Lamotte.

B. WEINBERG. — Ueber die innere Reibung des Eises (Frottement interne de la glace). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 81-92; 1905; et t. XXII, p. 321-331; 1907.

Des prismes ou des cylindres sont taillés dans la glace de rivière, de manière que leur axe soit perpendiculaire à la direction de congélation, c'est-à-dire parallèle à l'axe optique. Les échantillons sont soumis à une torsion.

Dans les premiers instants qui suivent l'application de la force, il se produit une forte déformation élastique qui croît avec une vitesse asymptotique à une valeur constante. Après la suppression de la force, le retour à l'état primitif s'opère avec une vitesse analogue, asymptotique aussi à une valeur constante.

Si PgR désigne le couple de torsion, μ le coefficient de frottement interne de la glace, r le rayon du cylindre, l sa longueur $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ la vitesse angulaire de l'index,

$$PgR = \mu \frac{\pi r^4}{2l} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

En moyenne :

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = 10^{-8}\mathrm{S^{-1}}, \qquad \mu = 10^{13}\mathrm{C^{-1}GS^{-1}} \text{ à } -5°,$$

Perpendiculairement à l'axe optique :

$$\mu = 5 \,.\, 10^9 \text{ à } -1^\circ.$$

Une variation de température produit deux effets.

Une élévation de température entraîne une diminution de μ et, par suite, une augmentation de $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$. Il en résulte une augmentation des vitesses de cisaillement entre les couches coaxiales, qui provoque à son tour une nouvelle diminution de μ et une augmentation de $\frac{d\varphi}{dt}$.

D'après Schwedoff, si on représente par f la force déformante à l'époque t, f_0 cette force à l'époque 0, N le module d'élasticité, λ la valeur finale de la déformation, T le temps de relaxation, on a :

$$f = N\lambda + (f_0 - N\lambda)\, e^{-\frac{t}{T}}.$$

Cette loi paraît se vérifier pour la glace.

K. OLZEWSKI. — Ein Beitrag zur Bestimmung des kritischen Punktes des Wasserstoffs (Contribution à la détermination du point critique de l'hydrogène). — *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 986-994; 1905.

ID. — Weitere Versuche das Helium zu verflüssigen (Nouveaux essais de liquéfaction de l'hélium). — *Ibid.*, p. 994-999.

L'auteur apporte à ses déterminations anciennes (1885) différentes corrections nécessitées par des erreurs dans la mesure des températures et des pressions.

L'hélium, refroidi à — 259° dans l'hydrogène bouillant sous la pression de 50 millimètres et comprimé à 180 atmosphères, n'a pas présenté de signes de liquéfaction par la détente.

CHALEUR SPÉCIFIQUE ET CHAMP MOLÉCULAIRE DES SUBSTANCES FERROMAGNÉTIQUES ;

Par MM. PIERRE WEISS et PAUL-N. BECK.

I

L'hypothèse du champ moléculaire rend compte d'une manière frappante des propriétés magnétiques des corps à diverses températures, de celles des cristaux ferromagnétiques et d'un certain nombre de particularités de la courbe d'aimantation des métaux isotropes en apparence [1].

Les quantités d'énergie mises en jeu par l'aimantation et la désaimantation des substances ferromagnétiques accompagnant les variations de températures sont, par suite de l'énormité des champs moléculaires, du même ordre de grandeur que celles qui sont nécessaires à l'échauffement des corps. On sait, d'autre part, depuis les expériences fondamentales de Pionchon [2], que les chaleurs spécifiques des métaux magnétiques présentent des anomalies. Le but du présent travail est de montrer que ces anomalies correspondent quantitativement aux variations de l'énergie magnétique.

I. — PARTIE MAGNÉTIQUE.

L'énergie mutuelle d'un certain nombre d'aimants de moment magnétique invariable μ est :

$$E = -\frac{1}{2}\Sigma\mu H \cos\alpha,$$

H étant le champ dans lequel est placé l'un d'entre eux et provenant de tous les autres, et α l'angle de H avec μ.

Lorsque cette somme est étendue à tous les aimants élémentaires contenus dans 1 centimètre cube, H devient le champ moléculaire H_m et l'intensité d'aimantation I est la somme géométrique des moments magnétiques μ. L'énergie d'aimantation par unité de volume est donc :

$$E = -\frac{1}{2} IH_m,$$

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 661 ; 1907.
(2) PIONCHON, *Ann. Chim. Phys.*, 6e série, t. XI, p. 33 ; 1887.

ou encore, puisque le champ moléculaire est relié à l'intensité d'aimantation I par $H_m = NI$, où N est un coefficient constant :

$$E = -\frac{1}{2} NI^2.$$

Cette énergie est négative ; il faudra donc fournir de l'énergie pour désaimanter. Or I décroît d'une manière continue quand la température s'élève du zéro absolu à la température θ de disparition du ferromagnétisme spontané. La quantité totale de chaleur absorbée par le phénomène magnétique dans l'unité de masse du corps, entre la température où l'intensité d'aimantation est I et la température θ, est donc :

$$q_m = \frac{1}{2\mathfrak{J}} \frac{N}{D} I^2 = \frac{1}{2\mathfrak{J}} \frac{H_m . I}{D},$$

où $\mathfrak{J}$ est l'équivalent mécanique de la calorie, et D la densité. Et il s'ajoute à la chaleur spécifique un terme magnétique :

$$c_m = \frac{1}{2\mathfrak{J}} \cdot \frac{N}{D} \frac{\partial I^2}{\partial t}$$

L'intensité d'aimantation I étant connue en fonction de la température, il suffit de déterminer le coefficient N. Rappelons, à cet effet, que l'on appelle constante de Curie le produit du coefficient d'aimantation spécifique χ d'un corps *paramagnétique* par la température absolue T. Le coefficient χ, lui-même, est la susceptibilité divisée par la densité. La constante de Curie C est liée à la constante N par la formule (1) :

$$C . N . D = \theta.$$

Or les trois substances étudiées ne sont pas toutes connues à l'état paramagnétique (état du fer γ), mais la constante de Curie dont la connaissance est nécessaire peut encore se déduire du coefficient d'aimantation spécifique χ' à l'état de ferromagnétisme sollicité par le champ extérieur (état β). En effet (1) :

$$\chi' (T - \theta) = C.$$

Pour ce qui est du terme $\frac{\partial I}{\partial t}$, la théorie fondée sur le champ molé-

(1) *Loc. cit.*, p. 686.

culaire qui donne la variation de I en fonction de la température est d'accord, exactement, avec les résultats de l'expérience pour la magnétite. Pour le fer et le nickel, les résultats expérimentaux ont seulement la même physionomie générale. Réservant pour une publication ultérieure la discussion, pour chaque substance, du degré d'approximation de la théorie, dans la région α, nous nous servirons ici des valeurs expérimentales de I. Pour le fer, nous les emprunterons à Pierre Curie ; pour le nickel et la magnétite, nous aurons recours aux expériences nouvelles faites par l'un de nous. Ces expériences ne sont pas encore définitives, mais elles sont déjà plus précises que les mesures thermiques auxquelles il s'agit de les comparer.

Nous déduirons de ces expériences les quantités de chaleur q_m nécessaires pour la désaimantation depuis les diverses températures auxquelles l'intensité d'aimantation a été observée jusqu'à θ, et ensuite la valeur moyenne $\frac{\Delta q_m}{\Delta t}$ du terme magnétique de la chaleur spécifique correspondant aux intervalles de températures entre deux mesures successives. Ces intervalles étant suffisamment petits, on aura ainsi une image assez approchée du terme magnétique de la chaleur spécifique vraie.

Fer. — On a, d'après les expériences de Curie, des valeurs quelque peu divergentes de la constante de Curie. J'adopte une valeur moyenne C = 0,034 [1]. La température θ est 756° + 273° et D = 7,86, d'où :

$$N = \frac{756° + 273°}{0{,}034 \,.\, 7{,}86};$$

et le champ moléculaire, pour l'intensité d'aimantation trouvée par Curie égale à 216,3 × 7,86 = 1 700 à la température ordinaire :

$$H_m = NI = 6\,530\,000 \text{ gauss.}$$

L'énergie de désaimantation par unité de masse est :

$$\frac{1}{2} \times 6\,530\,000 \times 216{,}3 = 70{,}6 \times 10^7 \text{ ergs.}$$

(1) *Loc. cit.*, p. 685 et suiv., il a été donné par erreur pour toutes les constantes de Curie, tant expérimentales que calculées, une valeur dix fois trop faible. Les conclusions n'en sont pas altérées, sauf pour la valeur numérique du champ moléculaire, dix fois trop grande.

et

$$q_m^{20^\circ} = \frac{70,6}{4,19} = 16,8 \text{ cal.}$$

En adjoignant à ce nombre ceux de la deuxième colonne du tableau I, empruntés au tableau XII de Curie([1]), on a calculé la troisième et la quatrième colonne du tableau I.

TABLEAU I. — *Fer.*

t°	$\frac{I}{D}$ C. G. S.	q_m cal.	$c_m = \frac{\Delta q_m}{\Delta t}$	dans l'intervalle
20°	216,3	16,8		
275°	207,5	15,5	0,005	20°-275°
477°	189,6	12,9	0,013	275°-477°
601°	164,0	9,7	0,026	477°-601°
688°	127,0	5,8	0,045	601°-688°
720°	100,7	3,6	0,068	688°-720°
740°	64,0	1,5	0,108	720°-740°
744°,6	50,1	0,9	0,136	740°-744°,6
753°	0 par extrapolation			

Donc, à la température ordinaire, la chaleur spécifique n'est altérée par le phénomène magnétique que de 1 : 20 de sa valeur, tandis que dans le voisinage de θ l'appoint magnétique est de 0,136 ; ce terme disparaît brusquement à θ°. Tout se passera donc comme si la chaleur spécifique était supérieure à ce qu'elle est pour une substance non magnétique, et plus rapidement croissante, pour subir ensuite une discontinuité brusque de — 0,136 la ramenant à la valeur normale à la température θ.

Nous sommes conduits, par cette discussion, à la conception d'un phénomène thermique nettement différent de la chaleur de fusion. Tant que les phénomènes thermiques ne sont pas serrés de très près, les deux genres de transformation ne sont pas aisés à distinguer. Les courbes de M. Osmond ([2]), représentant l'inverse de la vitesse de refroidissement en fonction de la température, se prêtent très bien à la découverte des transformations, mais elles peuvent s'interpréter aussi bien dans l'hypothèse d'une chaleur latente absorbée à une température déterminée que dans celle d'une diminution brusque de la chaleur spécifique.

Nickel. — Les expériences de Curie se rapportent seulement à

---

(1) P. CURIE, *Ann. Chim. Phys.*, 7e série, t. V, p. 289 ; 1895.
(2) *Mémorial de l'Artillerie de la Marine*, 1888.

l'état β. On peut en déduire la température θ en remarquant que $\frac{1}{\chi'}$ varie proportionnellement avec T — θ, et l'on trouve, au moyen des nombres du tableau XV de Curie, θ = 376° + 273°. De ce même tableau on déduit :

$$\chi' = 13,5 \times 10^6 \quad \text{à} \quad T = 800^\circ + 273^\circ,$$

d'où :

$$C = \chi' (T - \theta) = 0,00574 ;$$

$$N = \frac{\theta}{C \times D} = 12700,$$

en admettant, pour la densité, D = 8,8. Le champ moléculaire à la température ordinaire, où I = 500, est :

$$NI = 6\,350\,000 \text{ gauss},$$

et, par suite, la quantité de chaleur à fournir pour la désaimantation entre la température ordinaire et la température θ :

$$q_m = 4,3 \text{ cal.}$$

Le tableau II a été établi avec ce nombre et nos nouvelles mesures de I (I^2, colonne 2).

TABLEAU II. — *Nickel.*

	I^2 (unité arbitr.)	q_m cal.	$c_m = \frac{\Delta q_m}{\Delta t}$	dans l'intervalle
22°,9	260,75	4,3		
100°	235,5	3,89	0,005	22°,9-100°
187°	195,0	2,22	0,008	100° -187°
247°	152,6	2,52	0,012	187° -247°
291°	110,7	1,82	0,016	247° -291°
336°	58,15	0,96	0,019	291° -336°
358°,5	26,7	0,44	0,023	336° -358°,5
369°,5	9,9	0,165	0,025	358°,5-369°,5
376°	0 par extrapolation			

Magnétite. — Les expériences de Curie commencent, pour la magnétite comme pour le nickel, à la région β. On en déduit (tableau XIX de Curie) :

$$\theta = 536^\circ + 273^\circ, \quad \text{et à } T = 600^\circ + 273^\circ, \quad \chi' = 73,2 \times 10^{-6}.$$

d'où

$$C = \chi'(T - \theta) = 0{,}00468;$$
$$N = \frac{\theta}{C \cdot D} = 33\,200,$$

en admettant, pour la densité, D = 5,2. L'intensité d'aimantation à saturation à la température ordinaire étant I = 430 :

$$NI = 14\,300\,000 \text{ gauss.}$$

Pour tous les échantillons de magnétite que l'un de nous a examinés, θ était voisin de 588° + 273°; l'identité avec la matière étudiée par Curie est donc douteuse, mais une nouvelle série de mesures dans la région β nous a donné :

$$NI = 14\,600\,000 \text{ gauss,}$$

qui concorde d'une manière inespérée avec la valeur tirée des expériences de Curie. On en déduit :

$$q_m = 14{,}4 \text{ cal.}$$

Le tableau III a été établi avec ce nombre et nos nouvelles mesures de I (I^2, colonne 2).

TABLEAU III. — *Magnétite.*

t	I^2 (unité arbitr.)	q_m cal.	$c_m = \frac{\Delta q_m}{\Delta t}$	dans l'intervalle
15°,2	479,2	14,4		
100°	418,8	12,6	0,021	15°,2-100°
187°,3	354,8	10,7	0,022	100° -187°,3
269°	294,2	8,8	0,022	187°,3-269°
353°	233,5	7,0	0,022	269° -353°
436°,5	168,5	5,1	0,023	353° -436°,5
488°,7	123,5	3,7	0,026	436°,5-488°,7
513°,4	97,5	2,9	0,032	488°,7-513°,4
536°,5	70,5	2,1	0,035	513°,4-536°,5
562°	39,8	1,2	0,036	536°,5-562°
567°	33,3	1,0	0,039	562° -567°
572°	26,6	0,8	0,040	567° -572°
577°	18,6	0,56	0,048	572° -577°
588	0 par extrapolation			

II. — PARTIE THERMIQUE.

C'est l'apparition d'un coude brusque dans la courbe des chaleurs spécifiques moyennes entre 17° et t° de la magnétite et, par conséquent, d'une discontinuité dans les chaleurs spécifiques vraies, qui a suggéré l'évaluation magnétique de cette discontinuité.

Pour contrôler, au moyen d'expériences calorimétriques, les résultats magnétiques que nous avons exposés ci-dessus, il est nécessaire que, dans le voisinage de la perte du ferromagnétisme spontané, les expériences soient suffisamment rapprochées pour fixer le détail du phénomène. Parmi les expériences antérieures à ce travail [1] sur la chaleur spécifique des métaux magnétiques aux diverses températures, celles de Pionchon sur le fer sont seules assez complètes. Celles de Pionchon sur le nickel et le cobalt, celles de Tilden sur le nickel donnent trop peu de points dans le voisinage de la température θ ; celles de Harker sur le fer, assez exactes sans doute dans l'ensemble, présentent des erreurs accidentelles assez grandes pour rendre impossible la détermination des chaleurs spécifiques pour de petits intervalles.

Malheureusement l'échelle des températures de Pionchon est différente de celle de nos expériences magnétiques et thermiques dans lesquelles les couples thermoélectriques ont été étalonnés avec les points fixes de Holborn et Day. Nous avons donc fait une étude calorimétrique nouvelle du fer, du nickel et de la magnétite. Pour utiliser néanmoins les expériences si soignées de Pionchon, nous avons apporté à ses températures une correction fondée sur la comparaison des chaleurs totales entre 0° et t°, pour le fer dans ses expériences et dans les nôtres. Avec le degré d'approximation inhérent à ce genre d'opérations, on peut admettre que les échelles sont identiques jusqu'à 256°, qu'ensuite, entre 256° et 750°, la correction à ajouter est proportionnelle à l'excès de la température sur 256° et atteint 48° à 750°. A partir de cette température, la correction est constante ; elle concorde avec l'écart entre le point de fusion de l'argent de Pionchon (907°) et celui de J. Violle (954°) et de Holborn et Day (955°).

Cette correction, linéaire dans l'intervalle qui comprend la trans-

---

(1) Pionchon, *Ann. Chim. Phys.*, 6e série, t. XI, p. 33 ; 1887 (*Fer, Nickel, Cobalt*); — Tilden, *Phil. Trans.*, A, t. CCI, p. 37 ; 1903 (*Nickel*) ; — Harker, *Phil. Mag.*, 6e série, t. X, p. 430 ; 1905 (*Fer*).

formation magnétique, réduit donc dans un rapport constant toutes les chaleurs spécifiques de cet intervalle, et comporte par conséquent un minimum d'arbitraire.

TABLEAU IV. — *Fer* (Pionchon).

$t°$ (Pionchon)	$t°$ corrigé	q cal.	$c = \frac{\Delta q}{\Delta t}$	dans l'intervalle
98°,3	98°,3	11,1	0,1128	0 - 98°,3
308°,2	313°,9	37,82	0,1239	98°,3 - 313°,9
491°,6	515°,2	66,97	0,1448	313°,9 - 515°,2
535°,5	563°,4	74,67	0,1597	515°,2 - 563°,4
576°,7	608°,6	82,49	0,1730	563°,4 - 608°,6
607°	641°,8	88,46	0,1798	608°,6 - 641°,8
618°,3	654°,3	90,71	0,1814	641°,8 - 654°,3
636°,4	674°,1	94,40	0,1864	654°,3 - 674°,1
647°,3	686°,05	96,84	0,2042	674°,1 - 686°,05
655°,2	694°,7	98,54	0,1965	686°,05- 694°,7
666°,6	707°,25	101,26	0,2167	694°,7 - 707°,25
684°,2	726°,55	106,10	0,2322	707°,25- 726°,55
698°,6	742°,35	110,33	0,2677	726°,55- 742°,35
710°,6	755°,5	114,37	0,3072	742°,35- 755°,5
730°,2	777°,05	119,90	0,2482	755°,5 - 777°,05
785°,3	833°,3	132,11	0,2170	777°,05- 833°,3
801°,4	849°,4	135,99	0,2410	833°,3 - 849°,4
832°,1	880°,1	142,70	0,2184	849°,4 - 880°,1
956°,3	1004°,3	169,16	0,2132	880°,1 -1004°,3
1006°,1	1054°,1	180,51	0,2280	1004°,3 -1054°,1
1056°,45 (*)	1104°,45	186,695	0,1228	1054°,1 -1104°,45
1083°,7	1131°,7	192,54	0,2146	1104°,45-1131°,7
1115°,8 (*)	1163°,8	198,80	0,1638	1131°,7 -1163°,8
1125°,5	1173°,5	200,61	0,1866	1163°,8 -1173°,5
1158°,3	1206°,3	206,51	0,1798	1173°,5 -1206°,3

(*) Moyenne de deux mesures faites à des températures très voisines.

EXPÉRIENCES CALORIMÉTRIQUES NOUVELLES [1]. — *Calorimètre et four électrique.* — La disposition des appareils est représentée dans la *fig.* 1. Nous nous sommes servis du modèle ordinaire de calorimètre à eau avec enceinte à température constante. Suivant la quantité de chaleur à mesurer, il contenait des quantités d'eau variant de 1^{kg},3 à 2 kilogrammes, de sorte que l'élévation de température restât comprise entre 1° et 3°.

Les températures du calorimètre ont été mesurées au moyen d'un thermomètre Beckmann B, dont l'échelle embrassait un intervalle

(1) Les expériences calorimétriques ont toutes été faites par M. Paul N.-Beck.

de 6°, divisés en centièmes de degré. Ce thermomètre a été comparé avec soin à un thermomètre de même espèce muni d'un certificat de l'Institut physico-technique de Charlottenburg. Les corrections

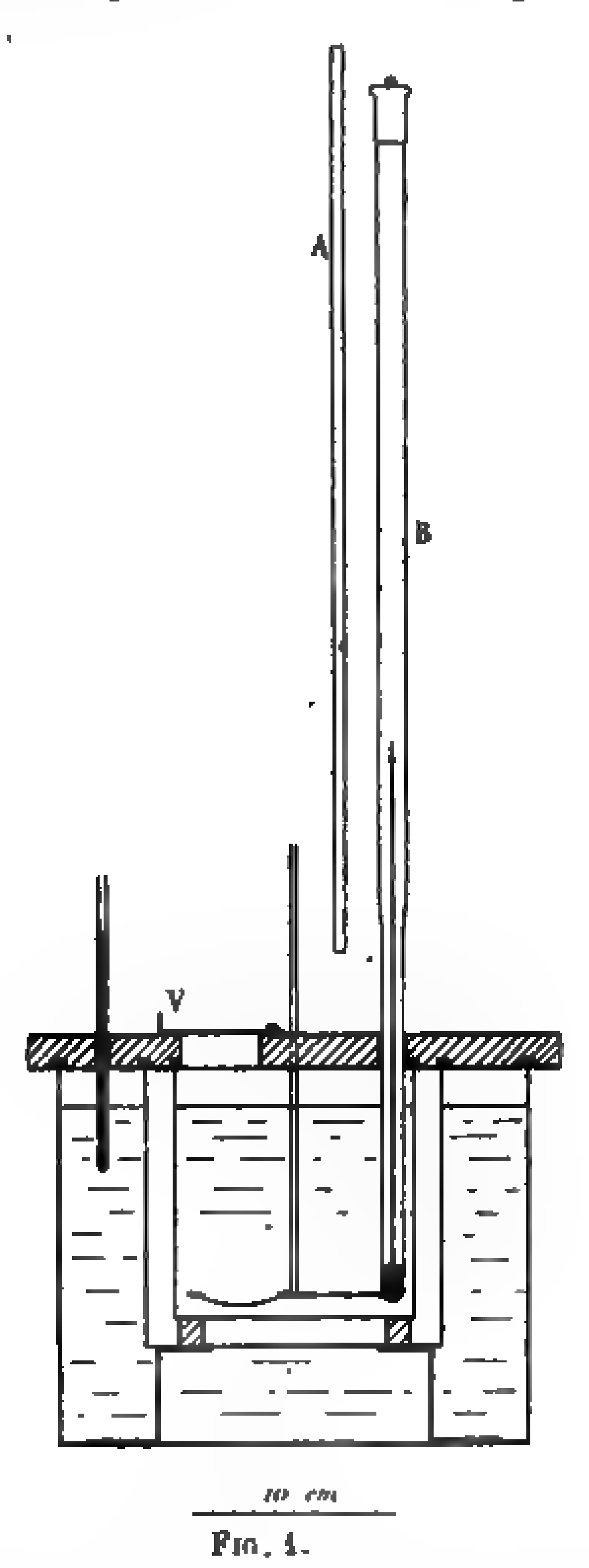


Fig. 1.

ainsi déterminées ont une marche régulière et n'ont pas dépassé un petit nombre de millièmes de degré. La tige du thermomètre a été protégée par un carton d'amiante A contre le rayonnement du four électrique, et l'on s'assurait, au moyen d'un deuxième thermomètre placé dans le voisinage, de l'invariabilité de sa température.

La correction de refroidissement du calorimètre a été faite en observant la marche du thermomètre B avant et après l'opération. Elle a toujours été très faible, la durée de l'échange de chaleur n'était que de une minute environ pour le nickel et la magnétite. Pour le fer elle a été, au début, de deux minutes et a atteint à la fin six minutes, lorsque, à la suite des chauffages répétés, l'enveloppe de platine se fut gonflée par un dégagement de gaz à l'intérieur.

Le four électrique est composé d'une carcasse en tôle de nickel N, de 2 millimètres d'épaisseur, qui a pour but d'uniformiser la température grâce à la bonne conductibilité du métal ; le nickel a été choisi à cause de son inaltérabilité. Le four est fermé à sa partie supérieure par un double fond. Le tube de nickel est recouvert d'une lame de mica sur laquelle est enroulé bifilairement, en deux couches, un fil de nickel f de 1 millimètre, recouvert d'une tresse d'amiante. La résistance électrique est à froid de 1,2 ω. La protection thermique est complétée par une couche de magnésie en poudre maintenue par le vase poreux de pile P et du carton d'amiante.

La mesure des températures se faisait au moyen d'un couple thermoélectrique platine-platine rhodié C, de $0^{mm},6$, placé au contact du corps F. Les lectures étaient faites sur un millivoltmètre de Siemens et Halske portant, en outre, une graduation de 0° à 1 000°. Cet instrument a été étalonné au moyen des points fixes suivants :

Ébullition de l'eau.		
Fusion de l'étain............	232°	
Ébullition du benzophénone. (Déterminé sur le même échantillon, à la même pression barométrique, avec un thermomètre à mercure étalonné).	303°	
Fusion du plomb...........	327°	
— zinc.............	419°	
Ébullition du soufre.........	442°	à la pression de 730 millimètres
Fusion de l'antimoine.......	630°	
Ébullition du zinc.......... (D. Berthelot.)	913°	à la pression de 724 millimètres

La correction a atteint une valeur maxima de 230 microvolts, c'est-à-dire environ 23°. Elle était sensiblement proportionnelle à la quantité à mesurer, ce qui indique que la divergence provenait surtout d'une résistance du couple plus grande que celle pour laquelle l'instrument avait été construit. Le tableau suivant montre

l'efficacité de la chemise métallique pour uniformiser la température du four.

Distance du bas du four en centimètres	Courant de chauffage			
	2,28 amp.	3,1 amp.	3,7 amp.	4,7 amp.
13	95°,5	195°	370°	487°
12	97°	199°	377°	499°
11	98°	202°	383°	507°
10	99°	205°	387°	513°
9	100°	207°	389°	517°
8	100°,5	207°	390°	518°
7	100°,5	207°	390°	518°
6	100°,5	207°	389°	515°
5	99°	206°	386°	508°
4	97°,5	202°	381°	495°
3	95°,5	198°	372°	481°
2	93°	192°	361°	466°
1	89°	180°	347°	466°

La température a été trouvée constante dans l'étendue d'une section horizontale.

Les masses employées sont :

Corps	Enveloppes
25gr,92 fer	7gr,36 platine
31gr,25 nickel	3gr,71 argent
24gr,73 magnétite	4gr,31 —

La correction de l'effet de l'enveloppe a une importance relative assez faible à cause de la petitesse de la chaleur spécifique du platine et à cause de la petitesse des masses d'argent. Elle a été faite, pour le platine, avec les nombres de M. J. Violle [1], et pour l'argent avec ceux de M. Pionchon (*loc. cit.*).

Le cylindre de fer très doux de Kohlsva (Suède) était contenu dans une enveloppe de platine de $0^{mm},2$ d'épaisseur et fermée par un couvercle embouti et soudé. Le nickel, en petits morceaux d'environ $0^{cm^3},5$ chacun, provenait de la décomposition du nickel-carbonyle sur une paroi chaude ; il ne contenait donc aucune impureté métallique. La magnétite était en plusieurs fragments provenant d'un même grand cristal de Brozzo, remarquablement homogène, étudié autrefois magnétiquement [2].

(1) J. Violle, *C. R.*, t. LXXXV, p. 543 ; 1877.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 435 ; 1896.

Ces deux dernières substances étaient empaquetées dans une feuille d'argent de $0^{mm},1$.

On s'est aperçu dès les premières expériences qu'il était nécessaire, pour obtenir des résultats concordants, de prolonger la période de chauffage à température exactement constante. Elle a duré de trois quarts d'heure à une heure et demie.

Le four électrique rayonnait une quantité de chaleur si faible que l'on a pu, sans inconvénient, le laisser en place, à une petite distance au-dessus du calorimètre, pendant toute la durée des opérations.

L'introduction du corps se faisait en ouvrant le volet V du calorimètre et en brûlant au moyen du courant électrique le fil fin de platine au moyen duquel la substance était suspendue aux fils de nickel S. Le corps a ainsi, au moment où il quitte le four, une vitesse appréciable. La déperdition dans le trajet entre le four et le calorimètre est donc réduite au minimum. De même la perte de chaleur par évaporation au moment où le corps traverse la surface est insensible. Le corps est reçu dans un petit panier en fil de cuivre qui sert, avec le corps lui-même, d'agitateur.

Tableau V. — *Fer* (W. et B.).

t	q_0^t cal.	$\frac{\Delta q}{\Delta t}$	dans l'intervalle
17°	1,72	0,1012	0° - 17°
202°,7	23,41	0,1168	17° -202°,7
299°	35,86	0,1293	202°,7-299°
339°,7	41,27	0,1329	299° -339°,7
396°,7	49,31	0,1411	339°,7-396°,7
453°	57,52	0,1458	396°,7-453°
510°	66,15	0,1514	453° -510°
553°,7	73,06	0,1581	510° -553°,7
598°	80,84	0,1756	553°,7-598°
638°,7	87,93	6,1771	598° -638°,7
691°	99,04	0,2124	638°,7-691°
711°	103,41	0,2185	691° -711°
726°,7	106,91	0,2227	711° -726°,7
741°	110,44	0,2469	726°,7-741°
753°	114,20	0,3136	741° -753°
777°,7	116,41	0,2280	753° -777°,7
806°	126,05	0,2179	777°,7-806°
823°,7	130,04	0,2366	806° -823°,7
844°,3	134,78	0,2206	823°,7-844°,3
873°,7	142,15	0,2503	844°,3-873°,7

Les résultats de ce tableau sont des moyennes de trois expériences faites à des températures très voisines.

Fer.

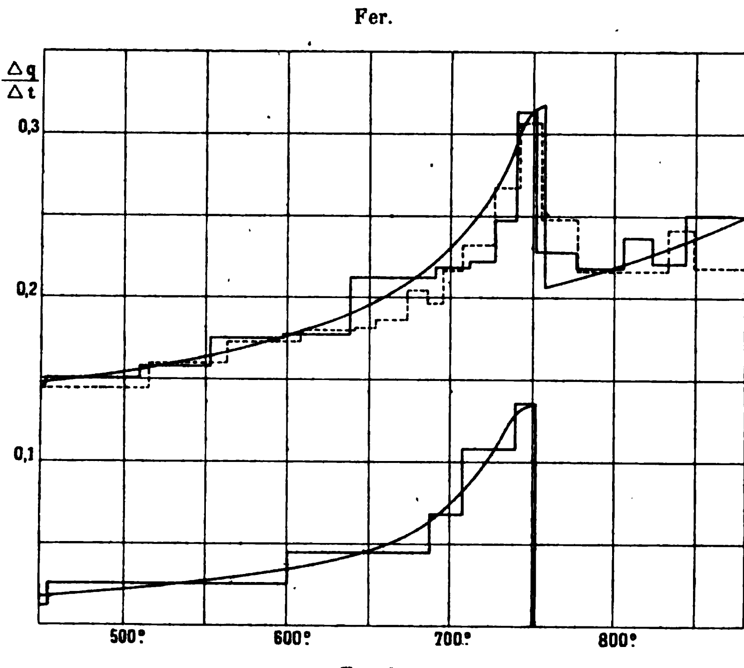


Fig. 2.

On remarquera que les valeurs maxima des chaleurs spécifiques des tableaux IV et V, 0,3072 et 0,3136, sont presque identiques et se rencontrent à la même température. Nous représentons dans la *fig.* 2, pour les températures de part et d'autre de θ, les chaleurs spécifiques moyennes $\frac{\Delta q}{\Delta t}$ correspondant aux divers intervalles de température Δt par des lignes horizontales, de sorte que l'aire de la ligne brisée représente les quantités de chaleur. Cette représentation manifeste avec une sensibilité extrême et les particularités du phénomène et les erreurs d'expérience.

La ligne brisée ponctuée se rapporte aux expériences de Pionchon, celle en traits pleins aux nôtres. La courbe est le tracé approximatif de la marche des chaleurs spécifiques vraies. Dans la même figure, nous avons porté en bas le terme magnétique c_m du tableau I. On a

donc :

magnétiquement	calorimétriquement
$\theta = 753 + 273°$	$\theta \sim 758 + 273°$
$c_m^\theta = 0,136$	$c_m^\theta \sim 0,112$

Nickel. — Les résultats de nos mesures sur le nickel sont consignés dans le tableau VI, qui contient des moyennes de cinq expériences à des températures très voisines.

Tableau VI. — *Nickel.*

t	q cal.	$\frac{\Delta q}{\Delta t}$	dans l'intervalle
17°	1,66	0,0977	0° - 17°
123°,7	13,55	0,1124	17° -123°,7
197°,7	22,49	0,1195	123°,7-197°,7
247°,7	29,07	0,1316	197°,7-247°,7
295°	35,44	0,1343	247°,7-295°
318°,3	38,69	0,1457	295° -318°,3
350°	43,31	0,1457	318°,3-350°
361°	44,95	0,1491	350° -361°
375°,6	47,18	0,1527	361° -375°,6
400°	50,25	0,1259	375°,6-400°
423°,2	53,26	0,1297	400° -423°,2
445°,4	56,07	0,1261	423°,2-445°,4
474°,8	59,86	0,1290	445°,4-474°,8
500°,2	63,24	0,1330	474°,8-500°,2
545°,8	69,24	0,1315	500°,2-545°,8
599°,2	76,32	0,1326	545°,8-599°,2
648°,4	82,93	0,1344	599°,2-648°,4
705°,2	90,83	0,1391	648°,4-705°,2
751°,6	97,91	0,1526	705°,2-751°,6
799°,6	104,85	0,1445	751°,6-799°,6

La *fig.* 3 représente de la même manière ces expériences sur le nickel. On trouve :

magnétiquement	calorimétriquement
$\theta = 376 + 273°$	$\theta \sim 376 + 273°$
$c_m^\theta = 0,025$	$c_m^\theta \sim 0,027$

Magnétite. — Les résultats de nos mesures sur la chaleur spécifique de la magnétite sont consignés dans le tableau VII, qui contient des moyennes de cinq expériences à des températures très voisines.

Nickel.

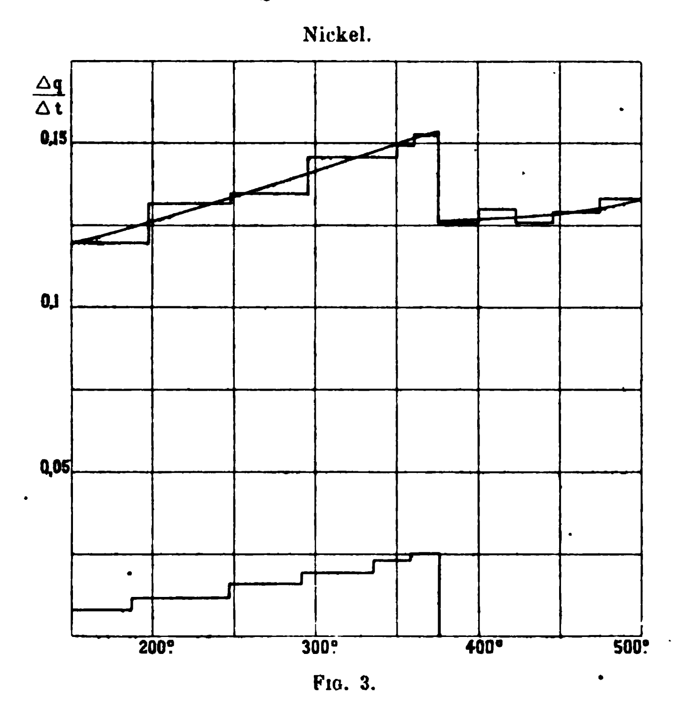


Fig. 3.

Magnétite.

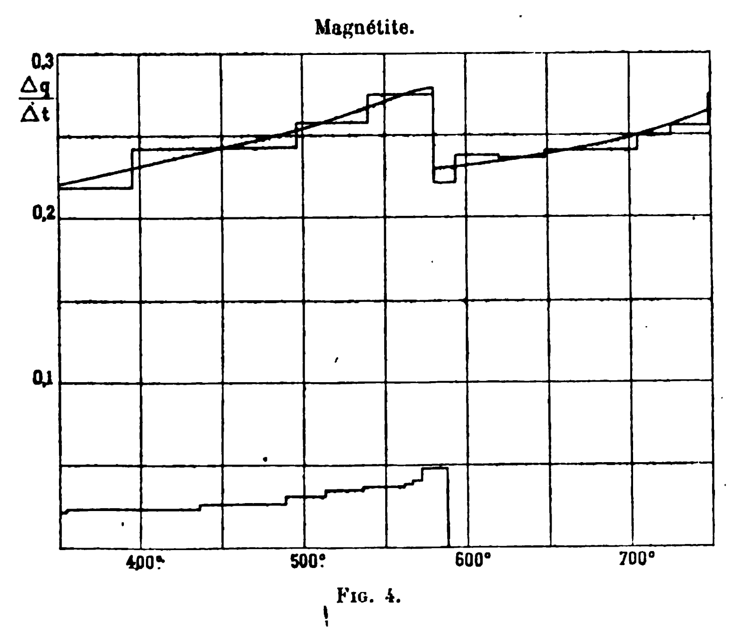


Fig. 4.

Tableau VII. — *Magnétite.*

t	q_0^t cal.	$\frac{\Delta q}{\Delta t}$	dans l'intervalle
17°	2,77	0,1647	0° - 17°
100°,8	16,84	0,1679	17° -100°,8
198°	33,62	0,1831	100°,8-198°
304°,4	55,96	0,2003	198° -304°,4
394°,7	75,68	0,2184	304°,4-394°,7
496°	100,24	0,2424	394°,7-496°
540°,1	111,59	0,2573	496° -540°,1
580°,2	122,80	0,2746	540°,1-580°,2
593°,2	125,50	0,2213	580°,2-593°,2
620°,2	132,02	0,2380	593°,2-620°,2
647°,6	138,47	0,2363	620°,2-647°,6
703°,6	151,94	0,2405	647°,6-703°,6
725°,6	157,42	0,2493	703°,6-725°,6
748°,2	163,21	0,2561	725°,6-748°,2
791°,8	175,17	0,2743	748°,2-791°,8

La *fig.* 4 représente de la même manière les expériences sur la magnétite. On a :

magnétiquement	calorimétriquement
$\theta = 588 + 273°$	$\theta \sim 580 + 273°$
$c_m^\theta = 0{,}048$	$c_m^\theta \sim 0{,}050$

En résumé, pour le fer, le nickel et la magnétite, la température à laquelle se manifeste une discontinuité de la chaleur spécifique vraie coïncide avec celle de la perte du ferromagnétisme spontané, et la grandeur de cette discontinuité concorde avec celle que l'on calcule à partir des propriétés magnétiques, en s'appuyant sur l'hypothèse du champ moléculaire.

ÉTUDE THÉORIQUE DES PHÉNOMÈNES DE DIFFRACTION PRÉSENTÉS PAR DES RÉSEAUX CIRCULAIRES ET DES RÉSEAUX RECTILIGNES A TRAITS ESPACÉS SUIVANT UNE CERTAINE LOI ;

Par M. Augustin BOUTARIC.

Définitions préliminaires. — M. J.-L. Soret [1] a donné le nom de réseaux circulaires à des écrans opaques percés d'une série d'ouvertures présentant la forme d'anneaux concentriques.

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. VII ; 1876.

Sur une lame de verre, on trace un grand nombre de circonférences concentriques, les rayons de ces circonférences étant proportionnels aux racines carrées des nombres entiers. Si l'on recouvre par un écran opaque l'espace compris entre la 1re circonférence et la 2e, entre la 3e et la 4e, la 5e et la 6e, etc., on obtient ce que M. Soret appelle un réseau positif.

En recouvrant au contraire d'un écran opaque le petit cercle central, puis l'espace compris entre la 2e circonférence et la 3e, la 4e et la 5e, etc., on obtient un réseau négatif.

Les propriétés de ces réseaux sont d'ailleurs à peu près les mêmes.

On peut aussi construire des réseaux rectilignes formés de bandes alternativement transparentes et opaques, dont les largeurs varient comme la largeur des couronnes des réseaux circulaires.

I. — THÉORIE ÉLÉMENTAIRE DES RÉSEAUX CIRCULAIRES ET DES RÉSEAUX RECTILIGNES.

Considérons (*fig.* 1) une droite AB formée de parties transparentes et opaques, dont les largeurs varient comme la largeur des couronnes

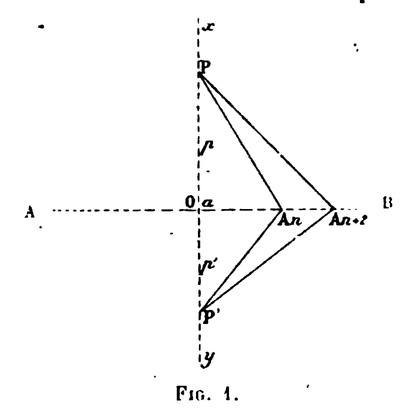


Fig. 1.

dans les réseaux de M. Soret, et supposons qu'on éclaire par un point lumineux P situé sur l'axe xy perpendiculaire au milieu de l'intervalle central.

On a ainsi réalisé un réseau linéaire, dont la rotation autour de l'axe xy engendrera un réseau de Soret, et dont le déplacement pa-

rallèlement à lui-même, dans un plan perpendiculaire à xy, engendrera un réseau rectiligne.

Si l'on fait tomber sur ce réseau des ondes circulaires issues du point P, on peut montrer qu'il existe, sur l'axe, divers points P′ tels que les ondes issues de P, et qui ont traversé le réseau, arrivent concordantes au point P′.

Soient p et p' les distances des points P et P′ au réseau ; a, la moitié de l'intervalle central.

Évaluons la différence des chemins $PA_{n+2}P'$, PA_nP'.

On a :

$$\overline{PA_{n+2}}^2 = \overline{PO}^2 + \overline{OA_{n+2}}^2,$$
$$\overline{PA}_n^2 = \overline{PO}^2 + \overline{OA}_n^2.$$

D'où en retranchant :

$$\overline{PA_{n+2}}^2 - \overline{PA}_n^2 = \overline{OA_{n+2}}^2 - \overline{OA}_n^2 = 2a^2 ;$$

et par suite :

$$PA_{n+2} - PA_n = \frac{2a^2}{PA_{n+2} + PA_n}.$$

Le réseau offrant une faible surface, PA_{n+2}, PA_n sont peu différents de p ; on a donc très sensiblement :

$$PA_{n+2} - PA_n = \frac{2a^2}{2p} = \frac{a^2}{p} ;$$

de même :

$$P'A_{n+2} - P'A_n = \frac{a^2}{p'}.$$

Par suite, la différence Δ des chemins $PA_{n+2}P'$, PA_nP' est :

$$\Delta = \frac{a^2}{p} + \frac{a^2}{p'}.$$

On peut supposer (*fig.* 2) qu'à tout point, ou mieux qu'à tout élément infiniment petit, dx, de l'intervalle A_nA_{n+1}, on associe un élément homologue dx' de $A_{n+2}A_{n+3}$; les chemins correspondant aux éléments dx et dx' présenteront sensiblement le même retard Δ.

Par suite, si Δ est un multiple entier de la longueur d'onde pour la radiation considérée, les différents rayons qui auront traversé l'intervalle A_nA_{n+1} pourront se grouper deux à deux avec les rayons de l'intervalle $A_{n+2}A_{n+3}$. Ces couples de rayons seront concordants.

Or, dans l'expression du retard, rien ne précise quels sont les intervalles consécutifs qu'on a envisagés; le retard relatif de deux rayons ayant traversé deux éléments homologues dx et dx' sera donc le même pour tous les couples d'intervalles consécutifs qu'on pourra considérer.

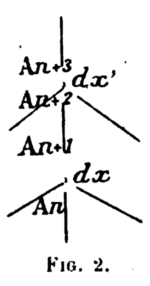


Fig. 2.

Si ce retard vaut un multiple entier de longueur d'onde :

$$\Delta = k.\lambda,$$

les ondes issues de P qui arrivent en P′ après avoir traversé le réseau seront concordantes.

En définitive, on observera un maximum d'intensité lumineuse en divers points P′ déterminés par la relation :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{k.\lambda}{a^2}.$$

Cette formule est analogue à celle qui relie les positions d'un point objet et du point image correspondant dans une lentille sphérique :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f};$$

seulement, dans le cas des réseaux, on aura une infinité de distances focales déterminées par

$$f = \frac{a^2}{k.\lambda},$$

où k peut prendre toutes les valeurs entières.

Réseaux circulaires. — Tous les plans passant par l'axe du réseau sont identiques.

Si donc on fait tomber des ondes sphériques, c'est-à-dire si l'on éclaire par un point lumineux P situé sur l'axe, on observera des

maxima d'intensité aux points P′ définis par la relation :

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{k\lambda}{a^2}.$$

La démonstration s'applique encore pour des rayons issus de points situés à une faible distance de l'axe principal ; de sorte que, pour de petits objets, les réseaux circulaires se comporteront comme une lentille sphérique.

Réseaux rectilignes. — On fait tomber des ondes cylindriques, c'est-à-dire on éclaire par une ligne lumineuse parallèle aux traits du réseau et située sur l'axe ; la position des diverses images est encore donnée par la relation :

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{k\lambda}{a^2}.$$

Ici on peut étendre rigoureusement la démonstration à des points objets non situés sur l'axe principal.

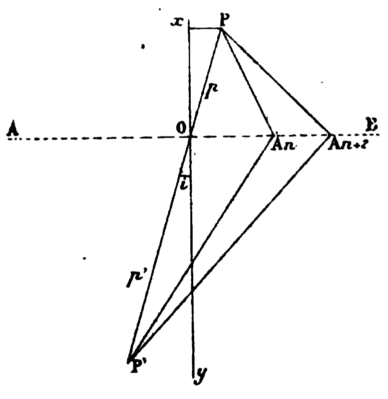


Fig. 3.

Soit (*fig.* 3) AB la trace du réseau sur un plan perpendiculaire aux traits ; P, la trace d'une ligne lumineuse non située sur l'axe principal *xy*.

Si l'on désigne par *i* l'angle de l'axe principal *xy* avec l'axe secondaire relatif au point P, on a, par la considération des triangles POA_n, POA_{n+2} :

$$\overline{PA_{n+2}}^2 = p^2 + a^2(n+2) + pa\sqrt{n+2}\cos i,$$
$$\overline{PA_n}^2 = p^2 + a^2 . n + pa\sqrt{n} . \cos i,$$

d'où :

$$\overline{PA_{n+2}} - \overline{PA_n} = \frac{a^2}{p} + \frac{a}{2}(\sqrt{n+2} - \sqrt{n}) \cos i.$$

La considération des triangles $P'OA_n$, $P'OA_{n+2}$ donnerait :

$$P'A_{n+2} - P'A_n = \frac{a^2}{p} - \frac{a}{2}(\sqrt{n+2} - \sqrt{n}) \cos i,$$

d'où :

$$\Delta = \frac{a^2}{p} + \frac{a^2}{p'},$$

et on aura des maxima lorsque p et p' vérifieront la relation :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{k\lambda}{a^2}.$$

Ces réseaux rectilignes se comportent donc comme des lentilles cylindriques.

Critiques. — *a*) Si on fait l'expérience, on constate que les foyers d'ordre pair n'existent pas.

A_{n+2}

A_{n+1} dx'

A_n dx

FIG. 4.

Cette contradiction peut toutefois s'expliquer assez aisément : si les rayons (*fig.* 4) passant par A_n et A_{n+2} présentent un retard 2λ, les rayons A_n et A_{n+1} présenteront un retard λ ; par suite, à tout élément dx de l'intervalle A_nA_{n+1} correspondra un autre élément dx' du même intervalle, tel que les rayons passant par dx et dx' auront une différence de marche $\frac{\lambda}{2}$ et se détruiront. Les divers intervalles transparents envoyant au point P' un mouvement nul, la résultante de tous ces mouvements sera encore nulle.

Ceci serait analogue à ce qu'on dit pour les réseaux plans ordinaires : pour que le mouvement suivant une direction d soit maximum, il ne suffit pas que les mouvements envoyés par les points homo-

logues des diverses fentes soient concordants ; il faut, en outre, que la direction d ne corresponde pas à un minimum nul pour les rayons qui auraient traversé chaque fente prise isolément.

b) Une autre critique qu'on peut adresser à cette méthode est la suivante :

A chaque élément infiniment petit dx de l'intervalle A_nA_{n+1}, on a fait correspondre un élément dx' de $A_{n+2}A_{n+3}$. En réalité, ces intervalles n'étant pas égaux — surtout au voisinage du centre — il semble, ou bien que les éléments homologues dx et dx' ne pourront pas être pris égaux entre eux, ou bien que, dans l'intervalle le plus large, A_nA_{n+1}, il restera un petit faisceau qu'on ne pourra pas grouper avec aucun autre de $A_{n+2}A_{n+3}$. Et un fait semblable se reproduira pour tous les couples d'intervalles consécutifs.

On pourrait répondre que, dans les réseaux circulaires, les diverses zones transparentes ont même surface et laissent passer des mouvements d'égale amplitude.

Mais cette explication n'est plus exacte pour les réseaux rectilignes : aussi semble-t-il plus précis d'appliquer les méthodes de calcul indiquées par Fresnel.

II. — THÉORIE ANALYTIQUE DES RÉSEAUX CIRCULAIRES.

Soit P un point lumineux situé sur l'axe du réseau ; on peut se proposer d'étudier comment varie l'intensité lumineuse aux divers autres points P′ de l'axe.

Soit :

$$OP = p, \qquad OP' = p'.$$

Le mouvement vibratoire issu du point P, qui arrive en un point quelconque A d'un des intervalles transparents du réseau, présente un certain retard δ sur le mouvement issu du même point qui arrive en O ; de même les chemins P′A et P′O présentent une certaine différence δ'.

Si on désigne OA par r, on a :

$$\delta = \frac{r^2}{2p}, \qquad \delta' = \frac{r^2}{2p'}.$$

Un mouvement vibratoire issu de P, qui arrive en P′ après avoir suivi le chemin PAP′, présente donc sur le mouvement qui a suivi le

chemin direct POP′ un retard :

$$\delta + \delta' = \frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right).$$

Au point P′, on a à composer des mouvements qui ont traversé le réseau aux divers éléments et possèdent des retards différents.

Les mouvements qui ont traversé le réseau sur une même couronne de largeur infiniment petite dr présentent le même retard. Les mouvements à composer ont donc des amplitudes proportionnelles $2\pi r dr$ et des retards $\frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right)$; r prend toutes les valeurs comprises entre 0 et a, $a\sqrt{2}$ et $a\sqrt{3}$, ..., $a\sqrt{2(n-1)}$ et $a\sqrt{2n-1}$, s'il y a n intervalles.

D'après la méthode de Fresnel, chaque mouvement élémentaire peut être décomposé en deux autres dont les amplitudes sont respectivement :

$$2\pi r dr \cos\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right), \qquad 2\pi r dr \sin\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right),$$

et les retards :

$$0, \qquad \frac{\lambda}{4}.$$

Les amplitudes des mouvements qui ont même retard s'ajoutent; le mouvement résultant en P′ pourra donc être décomposé en deux autres, dont les retards seront toujours 0 et $\frac{\lambda}{4}$ et les amplitudes :

$$X = \int 2\pi r dr \cos\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right),$$

$$Y = \int 2\pi r dr \sin\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right).$$

les intégrales étant prises de 0 à a, $a\sqrt{2}$ à $a\sqrt{3}$, ..., $a\sqrt{2(n-1)}$ à $a\sqrt{2n-1}$.

Les intégrations sont ici faciles à effectuer : en posant :

$$\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right) = A,$$

on a :

$$X = \frac{\lambda pp'}{p+p'}[\sin Aa^2 + (\sin 3Aa^2 - \sin 2Aa^2) + (\sin 5Aa^2 - \sin 4Aa^2) + \dots],$$

$$Y = \lambda \frac{pp'}{p+p'}[(1-\cos Aa^2) + (\cos 2Aa^2 - \cos 3Aa^2) + (\cos 4Aa^2 - \cos 5Aa^2) + \dots].$$

Les différences de sinus ou de cosinus peuvent toutes se mettre sous la forme d'un produit dans lequel apparaît un facteur constant; si, pour simplifier l'écriture, on désigne Aa^2 par x, on aura :

$$X = 2a^2 \frac{\pi}{x} \cdot \sin\frac{x}{2}\left[\cos\frac{x}{2} + \cos 5\,\frac{x}{2} + \cos 9\,\frac{x}{2} + \dots\right],$$

$$Y = 2a^2 \frac{\pi}{x} \cdot \sin\frac{x}{2}\left[\sin\frac{x}{2} + \sin 5\,\frac{x}{2} + \sin 9\,\frac{x}{2} + \dots\right],$$

d'où, en effectuant ces sommes de sinus et de cosinus d'arcs en progression arithmétique :

$$X = a^2 \frac{\pi}{x} \frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}} \cdot \cos(2n-1)\frac{x}{2},$$

$$Y = a^2 \frac{\pi}{x} \frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}} \cdot \sin(2n-1)\frac{x}{2}.$$

L'intensité lumineuse au point P′ est donc :

$$I = X^2 + Y^2 = a^4 \frac{\pi^2}{x^2} \frac{\sin^2 nx}{\cos^2\frac{x}{2}}.$$

I se présente comme le produit d'un facteur constant $a^4\pi^2$ et de deux facteurs variables $\frac{1}{x^2}$ et $\frac{\sin^2 nx}{\cos^2\frac{x}{2}}$.

Quand x croîtra à partir de 0, le facteur $\frac{1}{x^2}$ variera d'une manière continue : il décroîtra régulièrement.

Le facteur $\left(\frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}}\right)^2$ passera par des maxima et par des minima nuls.

Quand $\left(\frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}}\right)^2$ passera par un minimum nul pour la valeur de x correspondante, l'intensité I sera aussi nulle.

Pour les valeurs de x qui rendent $\left(\frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}}\right)^2$ maximum, il n'est plus évident que I doive aussi être maximum, et même, rigoureusement, cela n'aura pas lieu. Toutefois, comme le facteur $\frac{1}{x^2}$ décroît régulièrement, sans jamais être nul, les maxima du facteur $\left(\frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}}\right)^2$ auront lieu, très sensiblement, pour les mêmes valeurs de x que ceux de l'intensité I.

Le problème est donc ramené à l'étude de la fonction :

$$y = \left(\frac{\sin nx}{\cos\frac{x}{2}}\right)^2.$$

La fonction y présentera un minimum nul pour les valeurs de x qui annulent sin nx, c'est-à-dire pour

$$x = \frac{k\pi}{n}.$$

Toutefois, pour les valeurs de x qui annulent en même temps le dénominateur,

$$x = (2k' + 1)\pi,$$

la fraction se présente sous la forme $\frac{0}{0}$ et, en levant l'indétermination par le rapport des dérivées, on trouve :

$$y = 4n^2.$$

Les valeurs de x ainsi déterminées, $x = (2k' + 1)\pi$, correspondent non pas à des minima, mais à des maxima que nous appellerons maxima principaux.

Nous venons de constater l'existence de minima pour les valeurs $x = \frac{k\pi}{n}$ et sauf pour $x = (2k' + 1)\pi$, où l'on a des maxima. Ainsi, entre 0 et π, par exemple, on aura n minima et un maximum pour $x = \pi$, d'où la nécessité d'admettre l'existence de $n - 1$ autres maxima que nous appellerons maxima secondaires ; cette dénomination sera justifiée plus loin.

Pour déterminer, au moins approximativement, la position de ces maxima et les valeurs de y correspondantes, il est nécessaire d'étudier de plus près la fonction y.

La dérivée

$$y' = \frac{\sin^2 nx}{\cos^2 \frac{x}{2}} \left[2n \operatorname{cotang} nx + \operatorname{tang} \frac{x}{2} \right]$$

peut être considérée comme le produit de deux facteurs.

Les racines de

$$\frac{\sin nx}{\cos \frac{x}{2}} = 0$$

correspondent aux minima.

L'équation

$$2n \operatorname{cotang} nx + \operatorname{tang} \frac{x}{2} = 0$$

va nous donner la position des maxima ; pour en étudier les racines, on peut construire les courbes :

$$y_1 = 2n \operatorname{cotang} nx,$$
$$y_2 = - \operatorname{tang} \frac{x}{2};$$

les abscisses des points communs aux deux courbes seront les valeurs de x cherchées.

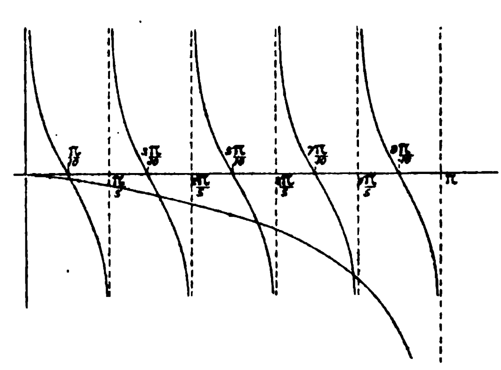


Fig. 5.

On a indiqué (*fig.* 5) l'allure générale de ces courbes pour $n = 5$.

Les abscisses des points d'intersection sont :

$$\frac{\pi}{10}+\varepsilon_1, \quad \frac{3\pi}{10}+\varepsilon_2, \quad \frac{5\pi}{10}+\varepsilon_3, \quad \frac{7\pi}{10}+\varepsilon_4, \quad \pi\ (^1);$$

les quantités ε_1, ε_2, ε_3, ε_4 vont en croissant, mais restent inférieures à $\frac{\pi}{10}$.

Dans le cas général, les abscisses seront donc :

$$\frac{\pi}{2n}+\varepsilon_1, \quad \frac{3\pi}{2n}+\varepsilon_2, \quad \ldots, \quad (2n-3)\frac{\pi}{2n}+\varepsilon_{n-1}, \quad \pi;$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_{n-1}$ vont encore en croissant, mais restent inférieurs à $\frac{\pi}{2n}$.

Il est facile de trouver la valeur de y pour un maximum secondaire : on a :

$$2n \operatorname{cotang} nx = -\operatorname{tang}\frac{x}{2},$$

d'où :

$$\frac{4n^2\cos^2 nx}{\sin^2 nx}=\frac{\sin^2\frac{x}{2}}{\cos^2\frac{x}{2}},$$

ce qu'on peut transformer et écrire :

$$\frac{4n^2\cos^2 nx+\sin^2 nx}{\sin^2 nx}=\frac{1}{\cos^2\frac{x}{2}},$$

d'où :

$$\frac{\sin^2 nx}{\cos^2\frac{x}{2}}=(4n^2-1)\cos^2 nx+1.$$

Pour $x=(2k'+1)\pi$, on a $y=4n^2$: maximum principal.

Pour les autres maxima, les valeurs de y sont toujours inférieures à $4n^2$; dans le premier intervalle, $0-\pi$, les abscisses des maxima secondaires sont :

$$\frac{\pi}{2n}+\varepsilon_1, \quad \frac{3\pi}{2n}+\varepsilon_2, \quad \frac{5\pi}{2n}+\varepsilon_3, \quad \ldots, \quad (2n-3)\frac{\pi}{2n}+\varepsilon_{n-1};$$

---

(1) La droite $x=\pi$ est asymptote aux deux courbes considérées : on a donc bien, suivant cette droite, un point commun.

D'ailleurs, pour $x=\pi$ et généralement pour $x=(2k'+1)\pi$, y' se présente sous la forme $\infty-\infty$; en levant l'indétermination par les procédés habituels, on trouve que la vraie valeur de y' est bien 0.

pour les valeurs de nx, on aura :

$$\frac{\pi}{2} + n\varepsilon_1, \quad \frac{3\pi}{2} + n\varepsilon_2, \quad \frac{5\pi}{2} + n\varepsilon_3, \quad \ldots, \quad (2n-3)\frac{\pi}{2} + \varepsilon_{n-1};$$

les quantités $n\varepsilon_1$, $n\varepsilon_2$, ..., $n\varepsilon_{n-1}$ vont en croissant et restent inférieures à $\frac{\pi}{2}$.

Par suite, quand x croît de 0 à π, les valeurs de $\cos^2 nx$ correspondant aux maxima secondaires sont :

$$\sin^2 n\varepsilon_1, \quad \sin^2 n\varepsilon_2, \quad \sin^2 n\varepsilon_3, \quad \sin^2 n\varepsilon_{n-1};$$

elles vont par suite en croissant de 0 à 1, et cela d'une façon sensiblement continue si n est grand.

On aura des résultats analogues dans les intervalles π à 2π, 2π à 3π, etc.

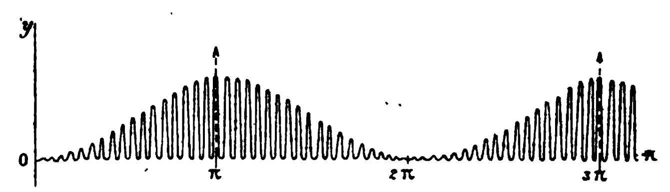


Fig. 6.

Les points correspondant aux divers maxima sont situés sur une courbe ondulée ressemblant à une sinusoïde. Si n est grand, on peut considérer ces différents points comme formant une courbe continue et dire que la variation de y est sensiblement représentée par une courbe ondulée (*fig.* 6) présentant des maxima pour $x = (2k' + 1)\pi$.

L'intensité I était en réalité un produit :

$$I = a^4\pi^2 \frac{1}{x^2} \frac{\sin^2 nx}{\cos^2 \frac{x}{2}},$$

le rôle de $\frac{1}{x^2}$ est d'amortir la valeur des maxima principaux à mesure que x croît.

Ainsi, lorsque le point P' se déplacera de façon que x aille en croissant à partir de 0, on aura des variations d'intensité. Théoriquement, on devrait observer une série de maxima principaux et de

maxima secondaires; mais, si le nombre n est grand, ces maxima secondaires, trop resserrés, ne pourront pas être distingués. Toutefois, par analogie avec ce qui se produit pour les réseaux plans, on devrait s'attendre à distinguer nettement les maxima principaux. Il n'en est rien. Autour d'un maximum principal, l'intensité lumineuse décroît régulièrement et le maximum est d'autant plus difficile à saisir.

Aussi n'est-il pas étonnant que les réseaux circulaires ne donnent point des images nettes des objets placés devant. Cela ne tient pas aux imperfections des réseaux construits, ou, du moins, cette cause n'est pas la seule qui intervienne. Même avec un réseau théoriquement parfait, on doit, au voisinage d'un maximum principal, observer des maxima secondaires dont l'intensité est peu différente et qui nuisent à la visibilité du phénomène.

III. — THÉORIES ANALYTIQUES DES RÉSEAUX RECTILIGNES.

On éclairera par une fente lumineuse parallèle aux traits du réseau; mais, pour simplifier, on peut toujours considérer ce qui se produit dans un plan perpendiculaire aux traits.

Soit P la trace de la fente sur ce plan à la distance p du réseau; on peut se proposer d'étudier l'intensité en un point P′ situé à la distance p'.

Le mouvement qui a traversé l'élément dr à la distance r de l'axe et qui arrive en P′ peut se décomposer en deux :

l'un d'amplitude $dr \cdot \cos\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}\right)$ et de retard 0,

l'autre — $dr \cdot \sin\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}\right)$ — $\frac{\lambda}{4}$.

Par suite, le mouvement résultant en P′ peut être décomposé en deux autres, dont les amplitudes sont respectivement :

$$X_1 = 2\int dr \cos\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}\right), \qquad Y_1 = 2\int dr \sin\frac{\pi}{\lambda} r^2\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}\right),$$

et les retards :

$$0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\lambda}{4}.$$

Les intégrales doivent être prises successivement entre 0 et a, $a\sqrt{2}$ et $a\sqrt{3}$, ...

Ces intégrales X_1 et Y_1 ne peuvent pas être effectuées comme dans le cas plus simple des réseaux circulaires; mais on reconnaît ici les intégrales étudiées par Fresnel :

$$X_1 = \int_0^s \cos\frac{\pi}{\lambda}\frac{a+b}{ab}s^2 \,.\, ds,$$

$$Y_1 = \int_0^s \sin\frac{\pi}{\lambda}\frac{a+b}{ab}s^2 \,.\, ds,$$

où a, b, s remplacent p, p', r.

M. Cornu a trouvé une représentation graphique très simple de ces intégrales.

On représente un mouvement vibratoire d'amplitude a, possédant, par rapport à un mouvement pris pour origine, un retard δ, par un segment OA de longueur a faisant avec un axe fixe l'angle $\alpha = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$.

Si on a plusieurs mouvements, d'amplitudes

$$a, \quad a', \quad a'', \quad ...,$$

possédant des retards :

$$\delta, \quad \delta', \quad \delta'', \quad ...,$$

le mouvement résultant est représenté par la résultante géométrique des vecteurs OA, OA', OA''.

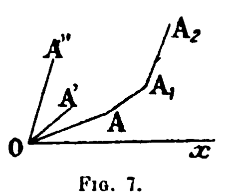


Fig. 7.

Ceci peut s'appliquer au cas où l'on a à composer des mouvements infiniment petits : le polygone OAA_1A_2 (*fig.* 7), qui servait à obtenir la résultante, sera remplacé par une courbe dont la tangente en un point fait avec l'axe Ox un angle $\alpha = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$.

Dans le cas des intégrales de Fresnel, on a à composer une infinité de mouvements d'amplitude ds et dont les retards étaient :

$$\delta = \frac{a+b}{2ab} s^2.$$

A chaque élément ds, on fait correspondre, sur la courbe représentative, un arc

$$d\sigma = kds,$$

la tangente en $d\sigma$ faisant avec l'axe Ox l'angle :

$$\alpha = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \pi \frac{a+b}{ab} s^2.$$

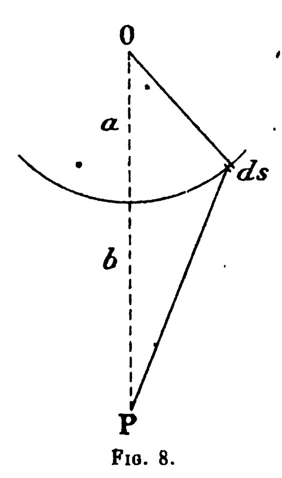


Fig. 8.

Cette courbe, construite point par point par M. Cornu en s'aidant du tableau des intégrales de Fresnel, est une spirale, asymptote aux points de coordonnées $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$. Les points à tangente horizontale correspondent aux valeurs de α :

$$\alpha = k\pi.$$

Or, les intégrales à étudier X_1 et Y_1 sont identiques aux intégrales de Fresnel, à cela près qu'il faut les effectuer entre des limites bien déterminées et faire la somme.

Les mouvements issus de la moitié A_0A_1 de l'intervalle central du réseau seront représentés par l'arc Oa_1, et leur amplitude résultante

par le vecteur $\overline{Oa_1}$ (*fig.* 9); l'amplitude des mouvements issus des autres intervalles transparents A_2A_3, A_4A_5, sera représentée par les vecteurs $\overline{a_2a_3}$, $\overline{a_4a_5}$, etc. La moitié de l'amplitude résultante en P' sera la résultante géométrique de ces vecteurs $\overline{Oa_1}$, $\overline{a_2a_3}$, $\overline{a_4a_5}$, etc. Dans le cas général, ceci ne paraît pas très simple (1).

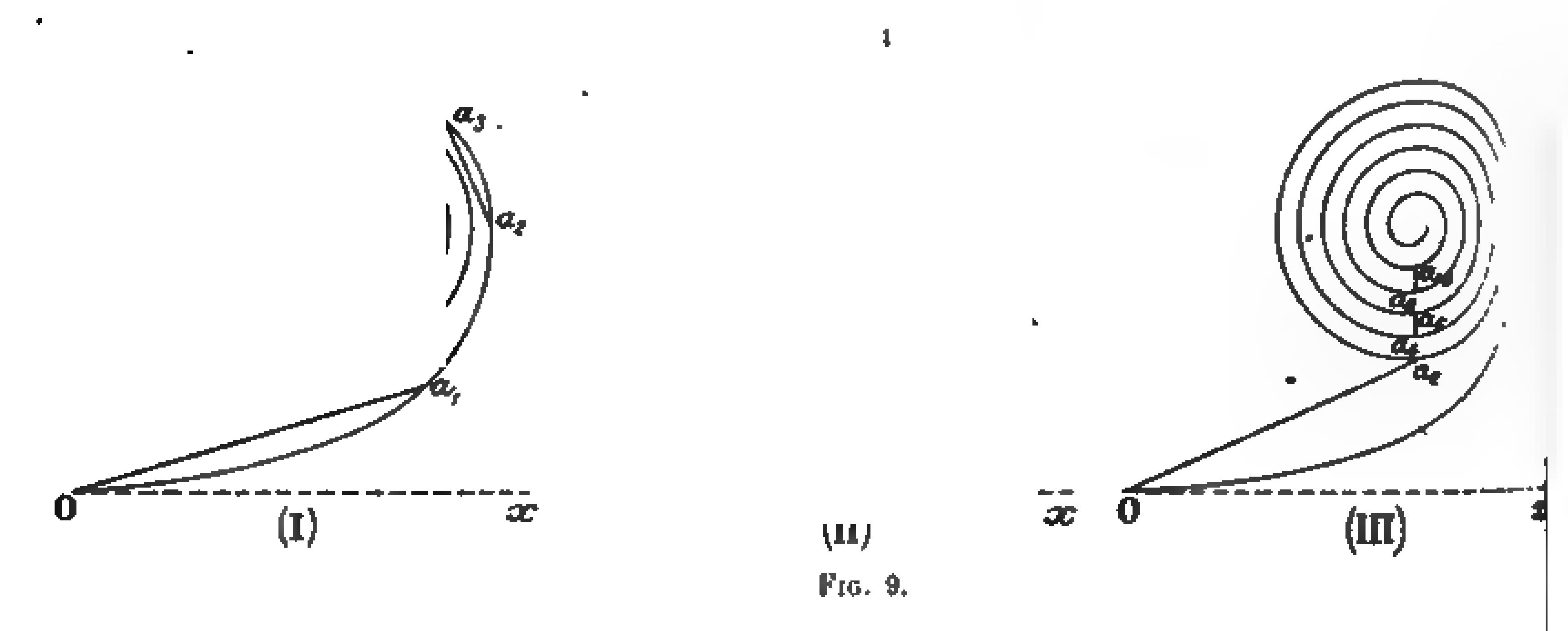


Fig. 9.

Mais supposons le point P' tel que :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{\lambda}{a^2},$$

c'est-à-dire supposons P' à l'un des foyers, le premier par exemple, indiqué par la théorie élémentaire; on a alors :

$$\frac{\pi}{\lambda} \frac{p + p'}{pp'} \cdot r^2 = \frac{\pi}{a^2} \cdot r^2.$$

Les mouvements issus des points du réseau :

$$A_0, \quad A_1, \quad A_2, \quad A_3, \quad A_4, \quad \ldots,$$

correspondant aux valeurs de r^2 :

$$0, \quad a^2, \quad 2a^2, \quad 3a^2, \quad 4a^2,$$

présenteront des retards :

$$0, \quad \pi, \quad 2\pi, \quad 3\pi, \quad 4\pi,$$

et les points représentatifs correspondants seront les points de la

courbe à tangente horizontale. Le mouvement résultant aura une amplitude égale à la somme :

$$\overline{Oa_1} + \overline{a_2 a_3} + \overline{a_4 a_5} + \overline{a_6 a_7}, \ldots,$$

ce qui correspond à un maximum (*fig.* 2).

On aura encore un maximum pour tous les foyers d'ordre impair $(2k' + 1)\,\lambda$; mais ces maxima auront des intensités décroissantes. Si en effet $k = 3$:

$$\frac{\pi}{\lambda}\,\frac{p + p'}{pp'}\,r^2 = \frac{3\pi}{a^2}.$$

Les mouvements issus de A_0, A_1, A_2, A_3 présenteront des retards 0, 3π, 6π, 9π, et correspondront aux points représentatifs 0, a_3, a_6, a_9. On aura donc à composer les vecteurs :

$$\overline{Oa_3}, \quad \overline{a_6 a_9}, \quad \overline{a_{12} a_{15}}, \quad \ldots,$$

qui sont moindres que les vecteurs considérés pour $k = 1$.

Pour un foyer d'ordre pair, $k = 2$ par exemple, les mouvements issus de A_0, A_1, A_2 présenteront des retards 0, 2π, 4π, 6π ; les points représentatifs seront 0, a_2, a_4, a_6, et les vecteurs composants :

$$\overline{Oa_2}, \quad \overline{a_4 a_6}, \quad \overline{a_8 a_{10}} \ (\textit{fig. } 3),$$

d'où une amplitude résultante minima.

Mais cette amplitude ne sera pas tout à fait nulle ; de plus, entre un maximum et un minimum, l'amplitude variera régulièrement, ce qui explique pourquoi les maxima ne seront pas nets et seront difficiles à saisir.

IV. — ÉTUDE DES ANOMALIES D'UN RÉSEAU PLAN ORDINAIRE.

Dans sa thèse de doctorat : *Sur la détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et ultra-violets* (¹), M. Mascart avait remarqué que le réseau dont il s'était servi présentait certaines anomalies incompatibles avec la théorie habituelle.

Ainsi, en faisant tomber un faisceau de lumière parallèle normalement au plan du réseau, M. Mascart obtenait deux images diffractées du même ordre : à droite de la normale, par exemple, on avait

(¹) *Annales de l'Ecole normale*, t. I ; 1864.

une première image observable avec la lunette réglée pour l'infini et une deuxième non située à l'infini pour laquelle le réseau se comportait comme une lentille convergente ; dans le plan symétrique à gauche, on avait encore deux images, l'une régulière, l'autre pour laquelle le réseau se comportait comme une lentille divergente.

C'est ce qu'avait remarqué M. Mascart, mais sans pouvoir trouver l'explication du phénomène.

M. Cornu ([1]) a donné une théorie des diverses anomalies d'un réseau, qui peuvent tenir soit à la courbure des surfaces, soit à la non-équidistance des traits.

Dans un réseau plan, cette dernière anomalie est la plus considérable : c'est la seule que nous considérerons.

Soit donc un réseau plan dans lequel la distance des traits varie régulièrement. Si les traits étaient équidistants, en désignant par s la distance à un trait choisi pour origine, on aurait :

$$s = bt,$$

la variable t (par exemple, le nombre de tours ou de fractions de tour de la vis de la machine à diviser qui a tracé le réseau) prenant les valeurs 1, 2, ..., n. Les traits n'étant pas en général équidistants, s s'exprime par une formule parabolique :

$$s = bt + ct^2;$$

c sera positif si l'intervalle de deux traits va en croissant dans le même sens que t, et négatif dans le cas contraire.

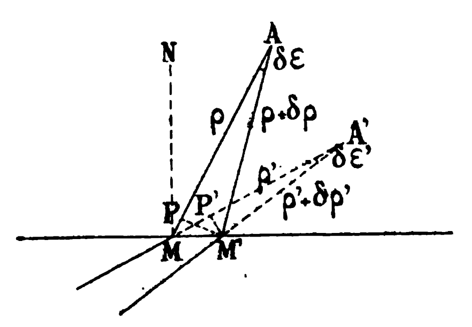


Fig. 10.

Désignons par ρ et ρ' (*fig.* 10) les distances respectives des points

([1]) *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 385 ; 1893.

de convergence des faisceaux incident et diffracté au centre M du réseau ;

α et α', les angles respectifs des axes de ces faisceaux avec la normale au plan du réseau.

Considérons une onde cylindrique émanée de A et rencontrant deux traits consécutifs M et M′ du réseau. Chacun de ces traits devient le centre d'une onde diffractée ; au point A′ situé à l'intersection de ces ondes, la différence des chemins parcourus par la lumière sera :

$$\Delta = MP + M'P' = \delta s (\sin\alpha + \sin\alpha'),$$

δs désignant l'intervalle MM′ au point considéré, c'est-à-dire la variation de s pour une variation de t égale à δt.

Les deux ondes seront concordantes si on a :

$$(1) \qquad \Delta = m\lambda, \qquad m \lesseqgtr 0;$$

mais, si cette condition est réalisée par les rayons issus de A qui ont été diffractés en M et M′, elle ne le sera plus pour les rayons diffractés sur les éléments voisins.

Toutefois supposons que, pour les points considérés M et M′, le retard Δ, qui est fonction de s, de α et de α', passe par un maximum ou un minimum ; c'est-à-dire supposons :

$$(2) \qquad d\Delta = 0.$$

Au voisinage d'un maximum, une fonction varie peu ; par suite, les différents rayons allant de A en A′ et rencontrant le réseau en des éléments voisins M″, M‴, ..., présenteront entre eux sensiblement le même retard.

Comme $\Delta = m\lambda$, tous ces rayons sont concordants, et finalement le réseau donnera du point A une image diffractée A′.

La position de cette image est déterminée par les équations (1) et (2) ; or :

$$\Delta = \delta s (\sin\alpha + \sin\alpha'),$$
$$\delta\Delta = \delta^2 s \,.\, (\sin\alpha + \sin\alpha') + \delta s \,.\, (\cos\alpha \,.\, \delta\alpha + \cos\alpha' \,.\, \delta\alpha').$$

Mais

$$\delta\alpha = -\delta\varepsilon, \qquad \rho\delta\varepsilon = \delta s \cos\alpha,$$
$$\delta\alpha' = -\delta\varepsilon', \qquad \rho'\delta\varepsilon' = \delta s \cos\alpha';$$

d'où on déduit :

$$\rho\delta\alpha = -\,\delta s \,.\, \cos\alpha$$
$$\rho'\delta\alpha' = -\,\delta s \,.\, \cos\alpha'.$$

Si on divise, dans l'équation $d\Delta = o$, tous les termes par δt^2, on a :

$$\frac{\delta^2 s}{\delta t^2}\cdot(\sin\alpha + \sin\alpha') - \left(\frac{\delta s}{\delta t}\right)^2\left(\frac{\cos^2\alpha}{\rho} + \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'}\right) = o.$$

En assimilant ces quotients aux dérivées $\frac{d^2s}{dt^2}$, $\frac{ds}{dt}$, on en conclut les valeurs suivantes qui se rapportent au trait milieu du réseau $(t = o)$ que l'on prend pour origine :

$$\frac{d^2s}{dt^2} = 2c, \qquad \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = b^2;$$

d'où, en posant :

$$\frac{b^2}{2c} = P,$$

l'équation précédente devient :

$$\frac{\cos^2\alpha}{\rho} + \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'} = \frac{\sin\alpha + \sin\alpha'}{P}.$$

Finalement, la position de l'image diffractée sera donnée par les deux équations :

$$(1') \qquad e(\sin\alpha + \sin\alpha') = m\lambda,$$
$$(2') \qquad \frac{\cos^2\alpha}{\rho} + \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'} = \frac{\sin\alpha + \sin\alpha'}{P},$$

e désignant l'intervalle moyen de deux traits au point où se produit la diffraction.

L'équation :

$$\frac{\cos^2\alpha}{\rho} - \frac{\sin\alpha}{P} + \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'} - \frac{\sin\alpha'}{P} = o,$$

est symétrique en ρ et α d'une part, ρ' et α' de l'autre. Elle représente, en coordonnées polaires, ρ' et α', le lieu géométrique de toutes les positions que le foyer du faisceau diffracté conjugué de la source peut occuper dans le plan de diffraction.

Si les coordonnées ρ et α de A sont telles que l'on ait :

$$(3) \qquad \frac{\cos^2\alpha}{\rho} - \frac{\sin\alpha}{P} = k,$$

les coordonnées ρ' et α' de A' vérifieront l'équation :

$$(4) \qquad \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'} - \frac{\sin\alpha'}{P} = -k.$$

Donc, si le point A se déplace sur la courbe (C) d'équation (3), le point A' se déplacera sur (C') d'équation (4). Ces courbes C et C' sont dites courbes focales conjuguées.

En réalité, les équations (3) et (4) représentent la même courbe; soient, en effet, ρ_1 et α_1 les coordonnées d'un point A de (C) vérifiant l'équation (3); le même point A peut aussi bien être représenté par $\alpha_1 + \pi$ et $-\rho_1$; donc l'équation (3) doit être vérifiée quand on substitue $\alpha_1 + \pi$ et $-\rho_1$, d'où :

$$-\frac{\cos^2\alpha_1}{\rho_1} + \frac{\sin\alpha_1}{P} = k,$$

ce qui prouve que les coordonnées α_1, ρ_1 satisfont à l'équation (4).

Ainsi, tout point de (C) se trouve sur (C') et réciproquement, (C) et (C') coïncident : le point objet et son image se déplacent donc sur deux branches d'une même courbe.

Application de la théorie précédente à l'étude des anomalies constatées par M. Mascart sur un réseau de Nobert. — Le collimateur était d'abord réglé pour l'infini et envoyait la lumière normalement au plan du réseau :

1° A droite de la normale, avec la lunette réglée pour l'infini, on observait une image régulière δ ; en *enfonçant* l'oculaire d'une certaine quantité, on observait une image moins déviée γ ;

2° A gauche de la normale, la lunette étant réglée pour l'infini, on observait α' symétrique de α ; en *tirant* au contraire l'oculaire, on observait une image moins déviée γ'.

Avec un faisceau incident formé de lumière convergente ou divergente, les spectres α et γ seront transportés plus près ou plus loin de l'objectif de la lunette et se succèdent dans le même ordre.

Ces anomalies sont faciles à expliquer ; l'image régulière α provient d'ondes qui ont été diffractées sur un espace strié du réseau où les traits sont équidistants, l'image γ provient d'ondes qui ont été diffractées sur un espace où la distance des traits varie suivant une formule parabolique.

Les formules (1') et (2'), établies précédemment, deviennent générales par une convention de signe : il suffit par exemple de compter

i et i_1 positivement ON ou ON′ vers OQ, négativement en sens contraire (vers OP) (*fig.* 11).

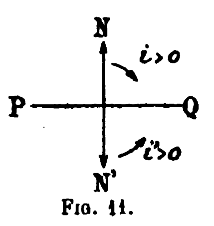


Fig. 11.

Supposons que l'on fasse tomber sur le réseau un faisceau de rayons sous une incidence oblique, mais de façon que l'image régulière α soit au minimum de déviation.

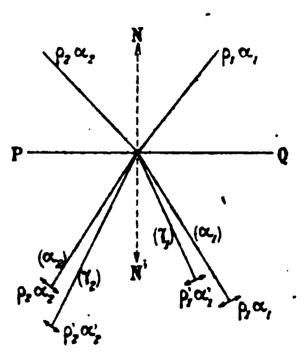


Fig. 12.

Si les coordonnées de l'image régulière (α_1) sont ρ_1 et α_1 (*fig.* 12), c'est que les coordonnées de la source étaient aussi ρ_1 et α_1. Dans ces conditions, les coordonnées de l'image (γ_1) sont ρ'_1, α'_1.

Ainsi, pour (γ_1), les coordonnées de la source étant ρ_1, α_1, celles du point image sont ρ'_1, $-\alpha'_1$. Pour l'image symétrique (γ_2), les coordonnées de la source deviennent ρ_2 et $(-\alpha_2)$; mais on observe l'image irrégulière en tirant l'oculaire : ses coordonnées sont donc $-\rho'_2$, $-\alpha'_2$.

L'équation (2′) établie précédemment donne :

$$\frac{\cos^2 \alpha_1}{\rho_1} + \frac{\cos^2 \alpha'_1}{\rho'_1} = -\frac{\sin \alpha_1 + \sin \alpha'_1}{P},$$

$$\frac{\cos^2 \alpha_2}{\rho_2} - \frac{\cos^2 \alpha'_2}{\rho'_2} = \frac{\sin \alpha_2 + \sin \alpha'_2}{P}.$$

Les angles α_1, α'_1, α_2, α'_2, sont en réalité peu différents. On peut sensiblement les supposer tous égaux ; soit α cette valeur commune :

$$\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho'_1} = + \frac{2 \sin \alpha}{\cos^2 \alpha} \cdot \frac{1}{P} = \frac{1}{\varphi_1},$$
$$\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho'_2} = - \frac{2 \sin \alpha}{\cos^2 \alpha} \cdot \frac{1}{P} = \frac{1}{\varphi_2}.$$

Les deuxièmes membres doivent être égaux ; en effet, M. Mascart avait constaté expérimentalement que son réseau se comportait tantôt comme une lentille convergente, tantôt comme une lentille divergente de même foyer ; il avait trouvé :

$$\varphi_1 = 3\,182 \text{ millimètres},$$
$$\varphi_2 = 3\,175 \text{ millimètres},$$

nombres sensiblement concordants.

Utilisation du réseau précédent pour la détermination des longueurs d'onde. — Pour déterminer les longueurs d'onde, M. Mascart a utilisé tantôt les spectres (α) tantôt les spectres (γ, qui étaient souvent plus nets et plus faciles à observer.

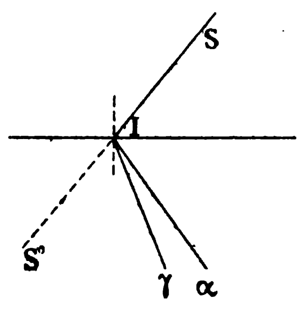


Fig. 13.

Le réseau étant au minimum de déviation pour l'image régulière, M. Mascart appliquait la formule :

$$e \,.\, \sin \frac{D}{2} = m\lambda,$$

D représentant soit l'angle S'Iα (*fig.* 13), soit l'angle S'Iγ; e était l'intervalle moyen du réseau.

Les valeurs ainsi trouvées pour λ étaient sensiblement proportionnelles, le coefficient de proportionnalité étant voisin de **1,00355**; c'est ce que montre le tableau suivant extrait du mémoire de M. Mascart.

Raies	Spectre α	Spectre γ	Rapports des sinus des demi-déviations
Lithium (rouge)..........	34° 8′ 25″	34° 1′ 10″	1,00353
Lithium (raie orange).....	31° 2′ 35″	30° 36′ 15″	1,00339
Sodium (D′)..............	29° 59′	29° 52′ 50″	1,00342
Argent (1re raie verte).....	27° 46′ 55″	27° 41′ 25″	1,00332
Thallium................	27° 11′ 40″	27° 6′ 5″	1,00343
Argent (2e raie verte).....	26° 28′ 25″	26° 23′	1,00340
Mg (la moins réfrangible du groupe *b*)...........	26° 20′ 37″	26° 15′ 15″	1,00337
Zn (1re raie)..............	24° 26′ 25″	24° 21′ 25″	1,00340
Bi (raie bleue)...........	23° 59′ 27″	23° 54′ 32″	1,00342

Dans ce tableau, M. Mascart a inscrit en réalité le double de la déviation. On l'obtenait de la façon suivante : on tournait d'abord la face polie du réseau vers le collimateur, on l'amenait dans la direction qui convient au minimum de déviation vers la droite ; on visait une des raies du spectre (γ) et on notait la déviation correspondante.

En faisant tourner le réseau face pour face, on pouvait observer la déviation minima vers la gauche, car la lunette était encore au point pour le même spectre (γ). Pour le spectre régulier (α), on se contentait de viser à droite et à gauche, ce qu'on pouvait faire sans changer le point de la lunette.

Ce sont les doubles de ces déviations que nous désignerons par α et γ.

Soit donc a l'angle d'incidence ; l'angle de diffraction est encore a pour l'image régulière ; il prend une valeur différente c pour l'image (γ); les nombres rapportés dans le tableau sont :

$$\alpha = 4a,$$
$$\gamma = 2c + 2a.$$

Si l'on désigne par e la valeur moyenne de l'écartement des traits dans la région où se diffractent les rayons qui forment l'image (α), par e_1 l'écartement moyen là où se diffractent les rayons qui donnent l'image (γ), on aura, en appliquant l'équation (1′) aux deux images obtenues avec une même radiation incidente :

$$2e \sin a = m\lambda,$$
$$e_1 (\sin a + \sin c) = m\lambda,$$

d'où en divisant membre à membre :

$$\frac{2e}{e_1}\frac{\sin a}{\sin a + \sin c} = 1.$$

Le quotient :

$$\frac{\sin a}{\sin c} = \frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\left(\frac{\Upsilon}{2} - \frac{\alpha}{4}\right)}.$$

est donc indépendant de la longueur d'onde de la radiation incidente.

La valeur moyenne de ce rapport, calculée avec les nombres du tableau de M. Mascart, est 1,0070 ; la partie décimale de ce nombre est environ le double de la partie décimale du rapport $\frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\frac{\Upsilon}{4}}$ considéré par M. Mascart, ce qu'il est facile d'expliquer.

Soit en effet $1 + a$ la valeur constante du rapport $\frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\left(\frac{\Upsilon}{2} - \frac{\alpha}{4}\right)}$; il est facile d'en déduire que le quotient considéré par M. Mascart, $\frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\frac{\Upsilon}{4}}$, est aussi constant et a pour valeur moyenne $1 + \frac{a}{2}$.

Les angles $\frac{\alpha}{4}$ et $\frac{\Upsilon}{2} - \frac{\alpha}{4}$, ne dépassant pas 7° à 8°, on peut, sans erreur sensible dans le quotient des sinus, remplacer les sinus par les arcs. On a donc :

$$\frac{\frac{\alpha}{4}}{\frac{\Upsilon}{2} - \frac{\alpha}{4}} = 1 + a.$$

Soit :

$$\frac{\frac{\alpha}{4}}{\frac{\Upsilon}{4}} = 1 + x,$$

il faut montrer que x est constant et égal à $\frac{a}{2}$.

Désignons par ε la différence très faible entre $\frac{\alpha}{4}$ et $\frac{\gamma}{4}$:

$$\frac{\alpha}{4}-\frac{\gamma}{4}=\varepsilon, \qquad \text{d'où :} \qquad \begin{cases} \frac{\alpha}{4}=\frac{\gamma}{4}+\varepsilon, \\ \frac{\gamma}{2}-\frac{\alpha}{4}=\frac{\gamma}{4}-\varepsilon. \end{cases}$$

Les équations précédentes deviennent :

$$\frac{\frac{\gamma}{4}+\varepsilon}{\frac{\gamma}{4}-\varepsilon}=1+a,$$

$$\frac{\frac{\gamma}{4}+\varepsilon}{\frac{\gamma}{4}}=1+x;$$

de la dernière équation on tire $\varepsilon=x\cdot\frac{\gamma}{4}$; d'où, en portant dans la première :

$$\frac{1+x}{1-x}=1+a,$$

ce qui donne :

$$2x=a-ax,$$

et en négligeant le produit ax, très petit, on a bien :

$$x=\frac{a}{2}.$$

Pour déterminer les longueurs d'onde à l'aide du spectre γ, M. Mascart utilisait la relation :

$$m\lambda=2e\sin\frac{\gamma}{4};$$

en réalité, c'est l'équation suivante qu'il aurait fallu appliquer :

$$m\lambda_1=e_1\left[\sin\frac{\alpha}{4}+\sin\left(\frac{\gamma}{2}-\frac{\alpha}{4}\right)\right].$$

λ_1 désignant la valeur exacte de la longueur d'onde.

D'où :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda}=\frac{e_1}{e}\cdot\frac{\sin\frac{\alpha}{4}+\sin\left(\frac{\gamma}{2}-\frac{\alpha}{4}\right)}{2\sin\frac{\gamma}{4}}.$$

et en tenant compte de la relation établie plus haut :

$$\frac{2e}{e_1} \cdot \frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\frac{\alpha}{4} + \sin\left(\frac{\Upsilon}{2} - \frac{\alpha}{4}\right)} = 1,$$

on a :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda} = \frac{\sin\frac{\alpha}{4}}{\sin\frac{\Upsilon}{4}};$$

ce qui justifie pleinement la correction de M. Mascart : on élimine bien ainsi l'erreur provenant de la non-équidistance des traits du réseau.

OSMOSE ET TENSION SUPERFICIELLE;

Par M. G. FLUSIN.

Reprenant sous une forme différente les conceptions de Jäger, Moore et Traube, MM. Battelli et Stefanini ont proposé en 1905 une théorie du mécanisme osmotique basée sur la tension superficielle des liquides osmosants (1). Poursuivant leurs recherches (2), ils viennent de publier, ici même (3), un mémoire complémentaire à la fin duquel ils discutent les objections que j'avais formulées (4) contre leur théorie. Je crains que MM. Battelli et Stefanini ne se soient mépris sur la portée de ces objections, et je crois utile de présenter, à ce sujet, quelques observations.

La théorie de mes savants contradicteurs revient à admettre que le seul facteur caractéristique du sens et de l'intensité de l'osmose est la différence des tensions superficielles des deux liquides placés de part et d'autre de la membrane. Cette conception me paraît, à moi

(1) Battelli et Stefanini, *Rend. Acc. dei Lincei*, (5), XIV, 2e sem., p. 3; 1905; — *Nuovo Cimento*, (5), X, p. 137; 1905; — *Revue scientifique*, (5), IV, p. 705 et 743; 1905; — *J. de Phys.*, (4), VI, p. 402; 1907.

(2) Battelli et Stefanini, *Rend. Acc. dei Lincei*, (5), XVI, 1er sem., p. 11; 1907.

(3) Battelli et Stefanini, *J. de Phys.*, (4), VII, p. 142; 1908.

(4) G. Flusin, *Du rôle chimique de la membrane dans les phénomènes osmotiques*, 1907. Grenoble, Allier frères, et Paris, Gauthier-Villars, p. 9 et 169.

comme à beaucoup d'autres, incompatible avec les faits ; mais il est bon de préciser le terrain sur lequel doit porter la discussion.

MM. Battelli et Stefanini estiment que mes objections sont irrecevables, parce que, disent-ils [1], « nos considérations se rapportaient seulement au cas des membranes semi-perméables, mais que toutefois notre conception pouvait rendre compte aussi de ce qui arrive *dans tous les faits connus* ». La phrase précédente ne pourrait pas, ce me semble, exprimer plus clairement qu'il s'agit là d'une théorie générale, applicable à toutes les membranes osmotiques, perméables et semi-perméables, applicable, en un mot, à tous les faits connus. Au reste, cette prétention limitative est en contradiction flagrante avec les idées théoriques exposées par les savants italiens et avec les faits expérimentaux qu'ils invoquent.

Elle est en contradiction avec leurs idées, puisque, disent-ils, « d'après toutes les expériences connues, il n'y a aucune membrane qui soit absolument imperméable aux molécules des substances dissoutes dans l'eau [2] », et qu'en fait « l'existence de membranes semi-perméables, au sens étroit du mot, est très contestable [3] ». Bien plus, leur théorie tout entière tient dans cet énoncé [4] : « L'intensité plus forte ou plus faible *d'un courant vis-à-vis de l'autre* doit dépendre des valeurs relatives de la variation que subit la constante capillaire d'un des liquides, lorsqu'un nombre N de ses molécules se mélange avec *n* molécules de l'autre. » Cet énoncé s'applique, de la façon la plus formelle, au cas de deux courants osmotiques de sens opposés et d'intensités inégales, c'est-à-dire au cas général des membranes perméables ; on peut même ajouter qu'il n'a pas de sens, dans le cas des membranes semi-perméables.

Enfin, parmi les faits expérimentaux apportés par MM. Battelli et Stefanini à l'appui de leur thèse, tout au moins dans leur premier mémoire, aucun ne se rapporte au cas d'une membrane semi-perméable : c'est l'osmose de l'eau et de l'alcool absolu à travers une paroi d'argile poreuse [5], à travers une membrane de ferrocyanure de nickel qui n'est pas imperméable à l'alcool [6], pas plus d'ailleurs

---

(1) *J. de Phys.*, p. 153, l. 17 ; 1908.
(2) *Ibid.*, p. 405, l. 35 ; 1907.
(3) *Ibid.*, p. 152, l. 13 ; 1908.
(4) *Ibid.*, p. 404, l. 32 ; 1907.
(5) *Rend. Acc. dei Lincei*, p. 8, l. 4 ; 1905.
(6) *Ibid.*, p. 7, l. 32 et suiv. ; 1905.

qu'elle n'est semi-perméable vis-à-vis des solutions aqueuses de $MgSO^4$ et de Na^2SO^4.

La théorie a-t-elle davantage été limitée, en fait, au cas des solutions diluées, ainsi qu'on l'aurait indiqué « pour écarter toute équivoque » ? S'il en est ainsi, comment ses auteurs peuvent-ils prétendre « expliquer tous les faits connus[1] » ? Quelle est la raison d'être d'expériences faites par eux sur l'eau et l'alcool absolu, et pourquoi enfin discuter l'objection de Monti, les expériences de Barlow et les miennes propres, toutes recherches concernant les liquides purs et les solutions concentrées ?

C'est que, dans son esprit et dans sa forme, la théorie de la tension superficielle s'applique à toutes les membranes et à tous les liquides, et c'est sur ce terrain qu'il convient de placer la discussion.

Ceci établi, il est clair que, deux liquides étant donnés, le sens et l'intensité de l'osmose ne dépendent, pour MM. Battelli et Stefanini, que de la variation des tensions superficielles des liquides et sont indépendants de la nature de la membrane. Or cette conclusion est contraire aux faits. L'osmose classique de l'eau vers l'alcool à travers une vessie de porc et de l'alcool vers l'eau à travers le caoutchouc n'apparaît pas comme une objection sérieuse à mes savants contradicteurs, car, affirment-ils, il y a tout lieu de penser que le caoutchouc est imperméable à l'eau. J'ai des raisons expérimentales de croire qu'en l'espèce, il n'en est rien ; mais je ne retiendrai que la condition d'imperméabilité, qui est imposée par eux à la membrane vis-à-vis d'un des liquides pour qu'ils puissent expliquer l'inversion de l'osmose, et je préciserai l'objection sous la forme suivante.

Si l'on sépare par une membrane animale de l'alcool méthylique et de l'oxyde d'éthyle, l'osmose se produit de l'alcool vers l'éther ; si l'on sépare les mêmes liquides par une membrane de caoutchouc, l'osmose se produit de l'éther vers l'alcool. Dans les deux cas, cette osmose prépondérante de l'un des liquides est *accompagnée du passage inverse de l'autre liquide ;* chaque membrane est perméable à chacun des liquides, dans les conditions de l'expérience. Le sens de l'osmose devrait donc être le même : pourquoi s'inverse-t-il ? C'est que l'osmose ne dépend pas seulement des actions physiques réciproques des liquides et qu'il faut, bon gré mal gré, prononcer le mot d'*imbibition*.

---

(1) *J. de Phys.*, p. 404, l. 14 ; 1907.

D'ailleurs, d'autres objections se présentent, auxquelles je ne trouve as davantage, dans l'esprit de la théorie, de réponse satisfaisante. est facile, par exemple, de former des couples de liquides qui onnent lieu à une osmose énergique et possèdent cependant la ıême tension superficielle. De même, j'ai montré que, si l'on sépare ar une vessie de l'eau et de l'éther saturé d'eau, l'eau passe très ẽgulièrement et d'une façon continue vers l'éther, à la partie inféeure duquel elle forme une couche liquide plus dense : il me semble ue la tension superficielle de l'éther saturé d'eau reste invariable endant tout ce temps et que l'eau cherche en vain à « égaliser les nsions superficielles [1] ».

Mais il y a plus : plaçons-nous un instant dans ce cas spécial où appliquerait en toute rigueur la théorie de MM. Battelli et Stefaini. Soient deux solutions équimoléculaires, aussi diluées que l'on oudra, de salicine d'une part, de saccharose d'autre part ; séparons-s par une membrane de ferrocyanure de cuivre qui est, sans discuson possible, aussi imperméable à ces deux corps que peut l'être ne membrane. Le fait expérimental, acquis et facilement vérifiable, est que ces solutions restent en équilibre osmotique ; elles devraient onc avoir « aussi une même tension superficielle [2] ». Or, de l'aveu ıême de MM. Battelli et Stefanini, la salicine *abaisse* [3] et le sacchaose *élève* [4] la tension superficielle de l'eau.

J'arrive à la difficulté, soulevée par moi, de l'osmose négative des olutions d'acide tartrique. J'ai montré que, lorsqu'une solution queuse d'acide tartrique, de concentration convenable, est séparée e l'eau pure par une vessie de porc, l'eau de la solution et l'acide ırtrique passent, tous deux, vers l'eau pure. Le fait est inconciable avec la théorie de MM. Battelli et Stefanini, qui objectent que est là une exception unique, que la membrane est profondément ltérée et que, dans ces conditions, « on ne doit donc pas s'étonner . les phénomènes observés *sont contraires à la théorie* [5] ».

L'altération, ou mieux la modification, de la membrane primitive 'enlève aucune portée à ma critique. C'est là une question de mots. ous l'action de l'acide tartrique, action à laquelle on peut, si l'on

(1) *J. de Phys.*, p. 404, l. 12 ; 1907
(2) *Ibid.*, p. 147, l. 14 ; 1908.
(3) *Ibid.*, p. 405, l. 19 ; 1907.
(4) *Ibid.*, p. 147, dernière ligne ; 1908.
(5) *Ibid.*, p. 154, l. 2 ; 1908.

préfère, soumettre d'avance la membrane, une partie des substances de la vessie subit en effet une modification et constitue une membrane nouvelle, à laquelle la membrane primitive non modifiée sert de substratum. Il suffit de donner un nom quelconque, celui d'*acidalbumine* par exemple, à cette membrane nouvelle, formée au sein du tissu animal et qui jouit de propriétés osmotiques spéciales, au même titre que la membrane de ferrocyanure de cuivre formée dans une feuille de papier parchemin ou une paroi poreuse. On n'a pas encore songé à exclure d'une théorie de l'osmose les phénomènes offerts par le ferrocyanure de cuivre, sous prétexte que les propriétés osmotiques du papier parchemin ou de la paroi poreuse sont profondément altérées ; il n'y a pas plus de motif pour écarter les phénomènes osmotiques offerts par la membrane d'*acidalbumine*.

Il ne s'agit point là, d'ailleurs, d'une exception unique, mais bien d'un fait assez général, pour l'étude approfondie et l'explication duquel j'ai choisi l'acide tartrique, et qui s'étend à la plupart des acides et des sels acides, ainsi que l'ont constaté Dutrochet, Graham et Doumer et ainsi que je l'ai vérifié.

MM. Battelli et Stefanini ne croient pas que l'extension de la théorie de Nernst, proposée par moi, soit acceptable. « Du reste, disent-ils (1), ceci est implicitement prouvé par ce fait que, d'après ses nombreuses observations, M. Flusin ne peut déduire aucune relation définie entre les trois facteurs déterminant le phénomène osmotique » : coefficient d'imbibition, diminution du coefficient d'imbibition et attraction réciproque des liquides. Je n'ai pu, en effet, formuler aucune relation mathématique entre ces trois facteurs : j'ai dit ailleurs pourquoi. Je pense cependant avoir mis en évidence, et cela sur un terrain purement expérimental, la relation qualitative qui les unit : j'ai même pu, dans des cas favorables, établir un rapport de proportionnalité entre tel ou tel de ces facteurs et le débit osmotique.

Mais MM. Battelli et Stefanini m'encouragent, par leur argument pragmatique, à rechercher inversement sur quel matériel expérimental repose la relation qu'ils affirment exister entre l'osmose et la tension superficielle et qu'ils estiment assez bien établie, pour la proposer comme méthode de détermination indirecte de la pression osmotique. Six mesures (2) de tension superficielle et dix mesures

(1) *J. de Phys.*, p. 154, l. 15 ; 1908.
(2) *Ibid.*, p. 147, tableau 2, et p. 148, l. 7 ; 1908.

plasmolytiques, dont six[1] ont donné des résultats conformes et quatre[2] des résultats *contraires* à la théorie, constituent la contribution expérimentale personnelle qu'ils apportent à l'appui de leurs idées. Ajoutons à cela que MM. Battelli et Stefanini ne paraissent pas tout à fait fixés *sur le sens même* de la variation que la mannite et le saccharose impriment à la constante capillaire de l'eau : diminution dans leur premier mémoire[3], augmentation dans le second[4]. Cette incertitude, assez commune dans un domaine expérimental très délicat, rend quelque peu précaire la mesure des pressions osmotiques par ce procédé.

Aussi bien, l'osmose est-elle un phénomène complexe, à la connaissance duquel j'ai apporté ma modeste contribution et dont je ne me flatte point, pour ma part, d'avoir pénétré tous les mystères. Mais j'ai la ferme conviction, que c'est par un labeur expérimental acharné qu'on atteindra la vérité, et non point par des déductions théoriques, établies sur des bases fragiles, et dont les conséquences sont en désaccord irréductible avec les faits acquis.

CORRECTION DE L'ASTIGMATISME DES PRISMES BIRÉFRINGENTS;

Par MM. C. TISSOT et Félix PELLIN.

Les prismes biréfringents présentent tous à divers degrés le fâcheux inconvénient de déformer les images.

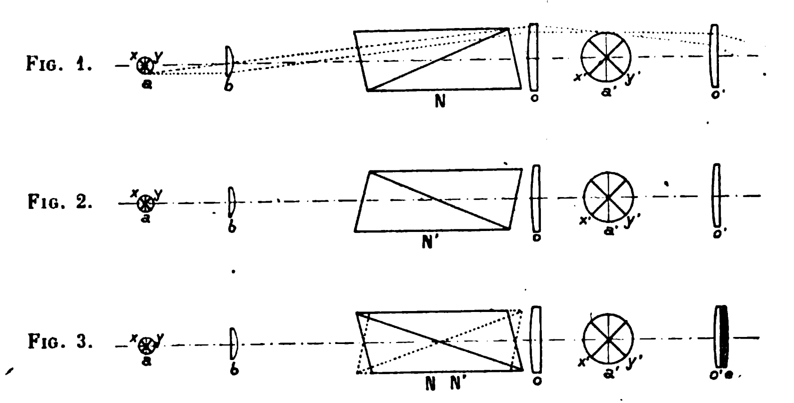
Dans un nicol notamment, les rayons qui pénètrent sous les différentes incidences subissent des déviations latérales différentes. Ces déviations latérales ne demeurent pas d'ailleurs les mêmes pour des rayons également inclinés dans les divers azimuts, puisque les seuls rayons qui concourent à la formation des images sont les rayons extraordinaires, c'est-à-dire des rayons réfractés qui ne restent pas *en général* dans le plan d'incidence.

Il en résulte une *dissymétrie* dont le calcul permet de se rendre compte, et qui se traduit par un astigmatisme facile à mettre en évidence.

---

(1) *J. de Phys.*, p. 149, tableau; 1908.
(2) *Ibid.*, p. 150, tableau 2; 1908.
(3) *Rend. Acc. dei Lincei*, p. 11, l. 28, et p. 12, dernière ligne; 1905.
(4) *J. de Phys.*, p. 147, dernière ligne, et p. 148, l. 8; 1908.

Il suffit par exemple de recevoir, sur un nicol muni d'une lentille convergente, un faisceau homocentrique limité par un diaphragme circulaire étroit, pour faire apparaître deux focales réelles parfaitement distinctes, susceptibles d'être reçues sur un écran. L'astigmatisme apparaît encore plus nettement avec un microscope polarisant. En visant avec un système de microscopes, constitué par un objectif et un oculaire convergents, entre lesquels se trouve interposé un nicol, un micromètre divisé sur verre, on constate que la mise au point reste floue, quel que soit le tirage.



Microscope : *b*, objectif; OO', oculaire.
a, image observée ; dans le cas des *fig.* 1, 2, 3, l'image sera vue en plan pour montrer nettement les deux lignes focales.
Les *fig.* 1 et 2 représentent les deux positions du nicol N ; dans l'une ou l'autre, on a les lignes focales x', y' au point, pour l'une ou l'autre des positions du nicol, mais elles ne sont jamais au point en même temps.
La *fig.* 3 représente le nicol tournant sur lui-même ; en avant de l'oculaire, la lentille cylindrique *l* d'une dioptrie convenablement choisie. Les deux focales x', y' sont toujours au point, quelle que soit la position du nicol.

Cette mise au point défectueuse ne demeure d'ailleurs pas la même selon l'orientation du nicol, de sorte que, même en se contentant d'une mise au point imparfaite, on est obligé de faire varier le tirage quand on fait tourner le prisme de 90°.

Mais il est toujours possible d'obtenir une image aussi nette que lorsqu'il n'y a pas interposition de nicol, en superposant à l'oculaire une lentille cylindrique de puissance convenable, orientée de manière que la section axiale coïncide avec le plan de symétrie du prisme.

C'est ainsi qu'une croix xy examinée à l'aide d'un objectif *b*, d'un

nicol N et d'un oculaire O, prend l'aspect a' des *fig.* 1 et 2 selon l'orientation du prisme ; la mise au point ne pouvant être effectuée que sur une seule des branches, on obtient soit l'image x', soit l'image y'.

La superposition de la lentille l à l'oculaire permet d'obtenir l'aspect de la *fig.* 3, où les branches sont vues nettement toutes deux, quelle que soit l'orientation du nicol.

Avec les divers nicols que nous avons utilisés, la correction était parfaite en employant une lentille cylindrique convergente de 1,25 dioptrie. Cette correction très simple ne paraît pas avoir été signalée, et nous avons pensé utile de la faire connaître, car elle apporte une amélioration notable aux conditions de vision dans tous les appareils où l'on fait usage d'un nicol associé à un oculaire.

LA PORTÉE DE CERTAINES VOIX ET LE TRAVAIL DÉVELOPPÉ PENDANT LA PHONATION ;

Par M. MARAGE.

TRAVAIL DÉVELOPPÉ PENDANT LA PHONATION.

Souvent un orateur est embarrassé, quand il parle dans une salle dont il ne connaît pas les qualités acoustiques, pour savoir quelle énergie il doit donner à sa voix de manière à se faire entendre de tous ses auditeurs.

Le problème est assez complexe : nous avons en effet trois facteurs qui peuvent intervenir : la salle elle-même, les auditeurs et l'orateur.

J'ai étudié dans une note précédente (1) l'influence de la salle : on se rappelle qu'une salle est bonne s'il n'y a pas d'écho et si le son de résonance a une durée suffisante pour renforcer le son qui la produit sans empiéter sur le son suivant.

De plus, les oreilles des auditeurs ne sont pas également sensibles à tous les sons : à l'état physiologique et en plein air, les sons graves sont entendus beaucoup moins facilement que les sons aigus (2).

Reste l'influence de l'orateur.

(1) *Comptes Rendus*, 9 avril 1906.
(2) *Comptes Rendus*, 9 janvier 1905.

On dit généralement que certaines voix *portent* mieux que d'autres; cette assertion est-elle vraie et que signifie-t-elle exactement? C'est ce que nous étudierons aujourd'hui.

Nous allons donc chercher, dans une salle déterminée, quelle énergie doit donner à sa voix, pour se faire entendre, un orateur suivant qu'il a un registre de basse, de baryton ou de ténor.

L'énergie du son étant donnée par le produit VH du volume V d'air qui s'échappe des poumons sous une pression H, il s'agit de déterminer ces deux quantités.

Or, chez un orateur ordinaire, il est difficile de les mesurer exactement; mais nous pouvons remplacer l'orateur naturel par un orateur artificiel : la sirène à voyelles.

Des expériences nombreuses sur la mesure de l'acuité auditive m'ont prouvé que les voyelles synthétiques, OU, O, A, émises sur une même note, fa_2 par exemple, commune aux registres de basse, de baryton et de ténor, produisent la même impression sur l'oreille qu'une de ces trois voix; il nous suffira donc d'employer successivement ces trois voyelles.

Nous chercherons alors la plus petite énergie nécessaire pour faire entendre un de ces sons à un auditeur placé successivement en différents points de la salle.

Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau suivant; nous donnons pour chaque salle la moyenne de dix expériences; l'énergie du son est exprimée à la seconde en kilogrammètres.

Salles	Basse	Baryton	Ténor
Trocadéro..................	0,0014	0,00012	0,000088
Eglise de la Sorbonne......	0,00089	0,00012	0,000088
Académie de Médecine.....	0,00026	0,00009	0,000030
Amphithéâtre Richelieu....	0,00015	0,000051	0,000021

On voit de suite que, dans toutes les salles, les voix de basse ont un grand désavantage, puisqu'elles doivent dépenser une énergie de 7 à 16 fois plus grande que les voix de ténor; les voix de baryton sont intermédiaires, tout en se rapprochant beaucoup plus des voix de ténor.

Si on considère les différentes salles, un ténor doit dépenser 4 fois plus d'énergie au Trocadéro que dans l'Amphithéâtre Richelieu; au contraire, une voix de basse est obligée, suivant la salle, de donner parfois une énergie 9 fois plus grande.

Est-ce à dire que, si l'on donne l'énergie indiquée, tous les auditeurs entendront? C'est exact, lorsque l'on entend à peu près également bien à toutes les places; mais il n'en est pas toujours ainsi: au Trocadéro, par exemple, pour faire entendre les auditeurs les plus mal placés, une basse dépensera une énergie 0,004, tandis que, pour faire entendre ceux des premiers rangs, il suffira de 0,0003, c'est-à-dire 13 fois moins (1).

Si toutes les oreilles étaient normales, certaines d'entre elles entendraient trop ; heureusement les auditeurs dont l'acuité auditive est inférieure à la normale choisissent généralement les premiers rangs.

De plus, au Trocadéro, si l'énergie du son est trop grande, la résonance devient gênante, et l'orateur doit, dans cette salle, se rappeler qu'il ne faut pas parler trop fort.

Conclusions. — A égalité de diction :

1° On a raison de dire que certaines voix portent mieux que d'autres ; cette expression signifie simplement que certaines voix ont besoin d'un moindre effort pour se faire entendre ;

2° Un orateur devra développer V et H, c'est-à-dire augmenter V en accroissant sa capacité vitale par des exercices appropriés de ses muscles inspirateurs ; augmenter H en apprenant à faire fonctionner ses muscles expirateurs, tout en ne laissant pas perdre d'air inutilement par la fente glottique ;

3° En pratique, pour se faire entendre d'un auditoire dans une salle inconnue, il faut augmenter peu à peu l'énergie de la voix jusqu'à ce que l'on commence à percevoir soi-même le son de résonance ; alors on diminue un peu l'énergie du son et l'on obtient ainsi les meilleurs résultats.

Ces quelques lignes montrent comment des recherches qui, au début, étaient des expériences de physique pure, portant sur l'analyse et la synthèse des voyelles, sont devenues, par leurs applications, des expériences de physique médicale.

---

(1) En pratique, un orateur, quel que soit le timbre de sa voix, dépenserait une énergie plus grande. Les nombres que j'indique représentent l'énergie la plus petite que doit avoir le son pour commencer à être perçu par une oreille très fine.

LA PORTÉE DE CERTAINES VOIX.

Dans une note présentée à l'Académie de Médecine [1], j'indiquais comment, en se servant d'un orateur artificiel, la sirène à voyelles, on pouvait comparer l'énergie dépensée dans une salle par des orateurs ayant des timbres différents; j'ai trouvé ainsi qu'une voix de basse, pour produire la même impression sur l'oreille, devait développer un travail de 7 à 16 fois plus grand qu'une voix de baryton ou de ténor.

Il était intéressant de mesurer la valeur exacte de ce travail chez un orateur naturel. Sa valeur est exprimée par le produit VH du volume V d'air qui s'échappe des poumons pendant un temps donné sous une pression H.

Chez un sujet normal, on détermine assez facilement V au moyen du spiromètre, mais il est impossible de mesurer H, puisqu'il faut prendre la pression de l'air dans la trachée au-dessous de la glotte.

J'ai pu faire des expériences chez deux sujets : le premier avait subi l'ablation totale du larynx, la trachée communiquait au moyen d'un tube souple avec une anche membraneuse en caoutchouc fixée dans la bouche à un palais artificiel [2].

J'ai bifurqué ce tube de manière à pouvoir mesurer la pression au moyen d'un manomètre métallique gradué en millimètres d'eau.

Le débit de l'air, le nombre et la durée des inspirations étaient mesurés de la façon ordinaire.

Le deuxième sujet avait des cordes vocales normales et une canule trachéale; en faisant communiquer celle-ci avec le manomètre, j'avais constamment la pression H de l'air pendant la phonation; V était mesuré comme précédemment.

Les résultats sont réunis dans le tableau suivant :

LARYNX ARTIFICIEL.

Conversation ordinaire.	*Discours dans une grande salle.*
V L'inspiration dure 1".	Le sujet ne peut pas augmenter l'énergie de sa voix.
L'expiration dure 3".	
Le volume d'air expiré = 2^lit,3.	
Nombre de respirations à 1' = 10.	
V = 2 070 litres par heure.	
H = 100 mm. d'eau à 200 mm.	
T = 207 kgm. à 414 kgm.	

(1) 21 mai 1907.
(2) Cet appareil a été construit par M. Delair.

LARYNX NATUREL.

Conversation ordinaire (¹).	*Discours dans une grande salle.*
L'inspiration dure 1".	L'inspiration dure 2".
L'expiration dure 5".	L'expiration dure 3".
Le volume d'air expiré = $0^{lit},5$.	Le volume d'air expiré = 2 litres.
Nombre de respirations à 1' = 10.	Nombre de respirations à 1' = 12.
V = 300 litres par heure.	V = 1 440 litres par heure.
= 100 à 160 mm. d'eau.	H = 100 à 200 mm. d'eau.
= 30 à 48 kgm. à l'heure.	T = 144 à 288 kgm. par heure.

Remarques. — 1° La pression de l'air se maintient, que l'on ait aire au larynx naturel ou au larynx artificiel, entre 100 et 200 milnètres ; pour la simple phrase : « Bonjour, Monsieur ! » le manoètre oscille entre 120 et 160 ;

2° Ce qui fait varier énormément le travail de la phonation, c'est le ıbit de l'air, qui oscille de 300 litres à l'heure (larynx naturel, ınversation) à 2070 litres à l'heure (larynx artificiel, conversation :

3° Les cordes vocales n'ayant pas la même longueur chez l'homme 0 à 24 millimètres) et chez la femme (16 à 18 millimètres), j'ai fait s expériences en changeant la longueur de la partie vibrante des ıches membraneuses.

Pour les anches longues (24 millimètres), l'énergie minima pour s faire vibrer est 57 kilogrammètres à l'heure ; pour les anches ıurtes (18 millimètres), $14^{kgm},400$.

On peut donc prévoir que les femmes se fatigueront beaucoup oins en parlant que les hommes ; on sait, du reste, que les enfants, ınt le larynx est encore beaucoup plus petit, peuvent parler toute ıe journée sans avoir l'air d'éprouver la moindre lassitude.

Conclusions. — 1° Un orateur doit avant tout apprendre à respirer, ıisque c'est V qui varie le plus ;

2° Il ne faut pas perdre d'air inutilement, c'est-à-dire que les cordes ıcales doivent se joindre sur la ligne médiane ;

3° Les hommes, et, en particulier, les basses, se fatiguent beaucoup us en parlant que les femmes et les enfants ;

4° Au point de vue de la théorie de la formation des voyelles, le rynx artificiel est intéressant : en effet le sujet muni de cet appareil : peut pas faire les voyelles fondamentales OU, O, A, É, I, seules ;

(¹) Le sujet ne parle pas pendant l'inspiration.

il faut qu'elles soient dans le corps d'un mot, c'est-à-dire appuyées sur des consonnes.

Ce fait confirme la théorie que j'ai donnée en 1900 et dans laquelle, par des expériences d'analyse et de synthèse, je montrais que les voyelles fondamentales étaient produites par une vibration aéro-laryngienne intermittente, la bouche ne servant qu'à renforcer ou à transformer la voyelle.

RÉSUMÉ.

Pendant la phonation, il s'échappe des poumons un certain volume d'air sous une certaine pression ; le produit de ces deux quantités, le volume et la pression, donne le travail développé.

Il s'agit de les déterminer :

Le volume d'air qui s'échappe s'obtient assez facilement, mais il est plus difficile de mesurer la pression, car il faut la prendre directement dans la trachée.

On a surmonté ces difficultés en faisant des mesures sur deux sujets : l'un était muni d'un larynx artificiel, l'autre portait une canule trachéale et un larynx normal. Pendant la conversation ordinaire on développe, en une heure, un travail de 48 kilogrammètres environ, c'est-à-dire que parler pendant une heure n'est pas plus fatigant que soulever à chaque seconde un poids de 13 grammes à 1 mètre de hauteur : une dame en jouant avec son éventail ou un professeur gesticulant avec un morceau de craie dépense un travail beaucoup plus grand.

Pour faire un discours dans une grande salle, le travail est plus considérable, mais il n'est pas énorme ; il est, en moyenne, de 200 kilogrammètres à l'heure : un employé de chemin de fer fait un travail plus grand en prenant par terre et en chargeant sur son épaule quatre colis de 50 kilogrammes.

On a comparé ensuite le travail développé dans la conversation par une voix d'homme et une voix de femme, et on a trouvé que les femmes se fatiguent, en parlant, 4 fois moins que les hommes.

On comprend alors comment les enfants, qui ont un larynx plus étroit que leurs mères, peuvent parler pendant plusieurs heures sans prendre de repos.

La conclusion pratique de ces expériences est la suivante : le

travail développé dépend surtout du volume d'air expiré; un orate
doit donc apprendre à emmagasiner l'air dans ses poumons et à
pas le laisser échapper inutilement.

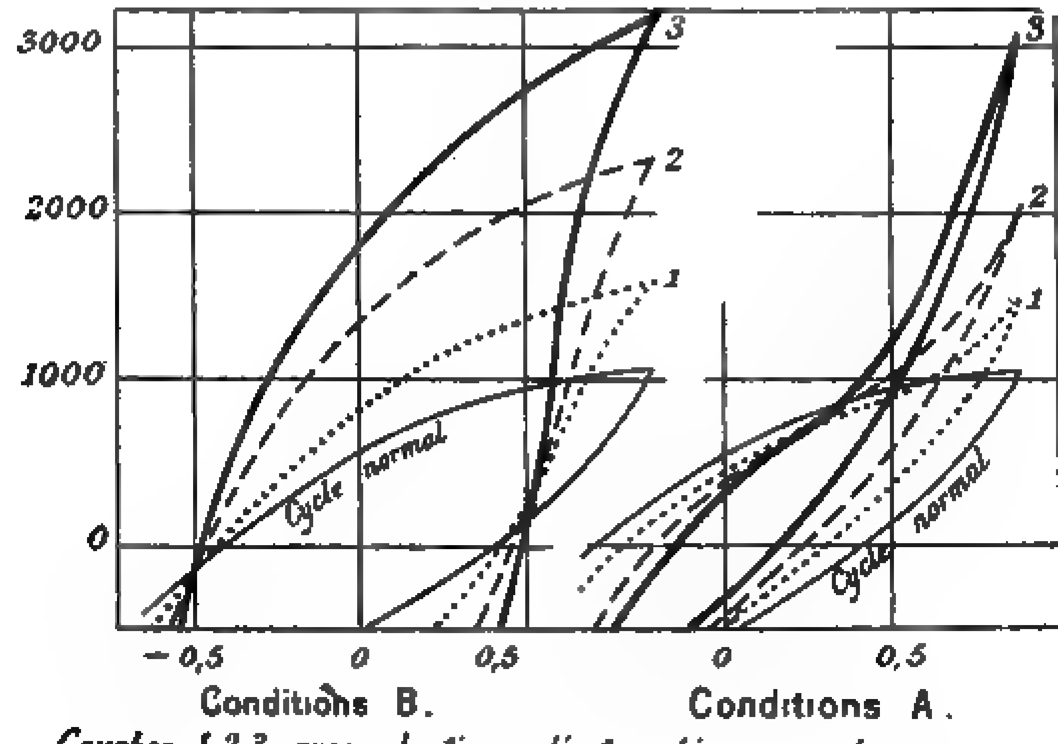
JAMES RUSSELL. — The superposition of mechanical vibrations (electric osc lations) upon magnetisation, and conversely, in iron, steel and nickel (Acti de vibrations mécaniques sur l'aimantation du fer, de l'acier et du nickel). *Trans. of the Roy. Soc. of Edinburg*, t. XLV, p. 491 ; 1907, — et *Phil. Magazi* 6e série, t. XIV, p. 468-477 ; 1907.

L'auteur étudie de deux façons l'action de vibrations mécaniqu sur l'aimantation, action qu'il rapproche, avec juste raison, de cel d'oscillations électriques : 1° il fait parcourir à l'aimantation u certaine courbe, courbe de première aimantation ou courbe hystér tique, et, en un point de cette courbe, fait agir les vibrations ; pu il s'arrange de manière à faire de nouveau parcourir à l'aimantatic la même courbe, fait agir les vibrations en un autre point, et ain de suite (conditions A); 2° il produit un cycle de champ magnétisa pendant que les vibrations agissent d'une manière continuelle (co ditions B). Les vibrations sont produites ainsi : le fil aimanté e attaché au gong d'une sonnerie électrique qu'on fait vibrer plus moins fort à la manière ordinaire. Les expériences ont porté sur d fils de fer, d'acier ou de nickel.

Lorsqu'il s'agit de la courbe de première aimantation, l'action d vibrations est toujours d'augmenter l'aimantation correspondant une valeur quelconque du champ magnétisant.

Lorsqu'il s'agit d'une courbe hystérétique, les résultats dépende des conditions de l'expérience, comme l'indique par exemple figure ci-jointe, extraite du mémoire de M. Russell : Lorsqu'on fa agir les vibrations en un point d'un cycle bien défini (conditions A l'aimantation est augmentée pour les points voisins des extrémit du cycle, et au contraire diminuée pour les points de la région ce trale. Lorsqu'on fait agir les vibrations d'une manière continue pe dant le parcours d'un cycle de *très faible amplitude*, ce qui est cas pour presque toutes les expériences de M. Russell $\left(\frac{8}{10}\right.$ de gau pour les cycles de la figure$\left.\right)$, l'aimantation est constamment pl grande que celle du cycle obtenu au repos.

Si on veut bien se reporter au mémoire dans lequel j'ai étudié l'action des oscillations électriques sur l'aimantation [1], on verra que l'explication générale que j'en donne, et qui est valable pour tous les procédés de réduction de l'hystérésis, permet d'interpréter



Courbes 1.2.3. avec vibrations d'intensité croissante.

en particulier les résultats de M. Russell : une action réductrice de l'hystérésis intervenant en un point défini d'une courbe d'aimantation rapproche le point représentatif initial du point correspondant de la courbe d'aimantation stable (anhystérétique) ; or cette courbe, qui passe par l'origine et monte très rapidement, coupe un cycle d'hystérésis quelconque ; d'un côté du point d'intersection, l'action réductrice, par exemple celle de vibrations, est d'élever le point représentatif, et c'est l'inverse de l'autre côté du point d'intersection. D'ailleurs la courbe de première aimantation est tout entière au-dessous de la courbe anhystérétique : l'action réductrice de l'hystérésis relève alors toujours le point représentatif.

Quant aux résultats B obtenus pour des cycles de très faible amplitude, auxquels mon interprétation ne semble pas d'abord s'appliquer, ils correspondent à des conditions tout autres ; l'action *continuelle* des vibrations élève beaucoup l'extrémité du cycle, et paraît élever aussi tous les autres points, par exemple l'aimantation

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 5-25 ; janvier 1907.

'r *de l'extrémité du cycle*, on cessait d
qu'on ramenât le champ à zéro, l'aiman
us grande que celle obtenue en faisan
.brations, de sorte qu'en réalité il y a l
l'aimantation rémanente par l'action de
s d'amplitude un peu grande, on obtien
s : le sommet du cycle normal est alor
courbe anhystérétique représentant l'ai
que toute la branche de retour du cycl
cette courbe ; il en résulte qu'un cycl
elle d'oscillations électriques ou de vibra
re beaucoup moins ample que le cycl
M. Russell relative au nickel, et portan
gale à 10 gauss seulement, manifeste déj

Ch. Maurain.

.VAUX NÉERLANDAIS.

des courbes spinodales et des courbes de pliss
.ires de substances normales. 4e communication
ves néerlandaises, 2e série, XII, p. 489.

on du travail analysé l'an dernier (1) et do
dans les *Archives néerlandaises*, se te
Musée Tayler.

- Contributions to the knowledge of the ψ surfa
gas that sinks in a liquid (Contributions à la co
Van der Waals. — XI. Un gaz qui tombe dans

et Dr W.-H. KEESOM. — Contributions, etc.
in the liquid phase for binary mixtures (Contrib
se gazeuse tombant dans la phase liquide dans

.utions, etc. — XIII. On the conditions for t
e gas phase in the liquid phase for binary mixtur
conditions pour que, dans des mélanges binaires
lre, puis monter, dans la phase liquide). — *Comm*
Laboratory of Leiden, n° 96.

un liquide incompressible sans tension

I, p. 312 ; 1906.

rapeur dans lequel le gaz ne se dissolve pas, sous l'action de la pesanteur le gaz se rassemblera au-dessus du liquide si la pression est suffisamment basse, tandis que le gaz comprimé s'enfoncera dans le liquide si la pression est suffisamment grande. Pour observer ce dernier phénomène, il y aura intérêt à opérer avec un gaz très lourd et avec un liquide aussi léger que possible.

Dans le but de confirmer ces prévisions, le savant directeur du Laboratoire de physique de l'Université de Leyde comprimait un mélange de 1 partie d'hélium et de 6 parties d'hydrogène dans un tube en verre terminé par une partie capillaire plongée dans de l'hydrogène liquide. Tant que la pression fut inférieure à 49 atmosphères, on vit l'hydrogène se séparer du mélange gazeux sous la forme d'un liquide limité par un ménisque distinct concave du côté de l'hélium. A 49 atmosphères, l'hélium, ou à proprement parler la phase gazeuse consistant principalement en hélium, descendit exactement comme l'eau descend à travers l'huile et demeura au fond comme une large goutte. Avec une compression ultérieure à 60 atmosphères suivie d'un décroissement de la pression jusqu'à 32 atmosphères, le volume de la bulle semblait suivre la variation de la pression comme celui d'un gaz. A 32 atmosphères, la bulle monta de nouveau. Par le changement de la pression, on pouvait faire monter ou descendre la bulle à volonté.

L'étude détaillée de ces phénomènes est évidemment en rapport étroit avec la forme des isothermes de l'hélium et celle des surfaces ψ des mélanges d'hydrogène et d'hélium; ces travaux de longue haleine ont été entrepris aussitôt par le D^r^ Kamerlingh Onnes et ses élèves. Des mesures faites jusqu'ici, il appert que le covolume b de l'hélium doit être petit; d'où il suit que le coefficient de pression intérieure a doit avoir une valeur extrêmement petite, parce que la température critique, si elle n'est pas identique au zéro absolu, doit se trouver très bas. L'étude des isothermes de l'hélium dira si a est positif, nul ou négatif.

J.-D. VAN DER WAALS — Une remarque relative à la théorie de la surface ψ pour des mélanges binaires. — *Archives néerlandaises*, 2^e^ série, t. XII, p. 412.

L'expérience surprenante de M. Kamerlingh Onnes, dans laquelle un gaz s'enfonce dans un liquide, ayant appelé l'attention sur la direction de la tangente au point de plissement d'un mélange binaire,

ısterdam revient sur la théorie de la surface

ulte que, si l'on appelle *densité limite* d'un

du poids moléculaire par le covolume, on

inaire la substance la plus volatile a la plu
a phase gazeuse sera spécifiquement plu
ide. Pour l'hélium, la densité limite est pro-
des métaux lourds; et M. Van der Waal
vec quelque probabilité de cette supposition
lissociation de métaux lourds. »

forme de l'isotherme empirique dans la condensa-
— *Archives néerlandaises*, 2e série, t. XII, p. 418.

ıe molécule-gramme d'un mélange binaire
$- x) + m_2 x$ à une température et sous un
$_2$ étant les deux poids moléculaires; sup-
t à l'état de phase liquide et le reste à l'état
résentant l'état de ce mélange est sur une
ır la courbe binodale. L'analyse à laquelle
Waals montre que l'isotherme empirique ne
ɔrizontal que dans le cas où elle coupe une
l'autre extrémité de laquelle

$$\left(\frac{dx}{dp}\right)_{\text{bin.}} = \infty .$$

ıpirique ne peut couper ni les bords, ni la
es v, il en résulterait que l'isotherme empi-
ntale en aucun de ses points. Il y a cepen-
à cette règle, comme le montre l'auteur; il
de la binodale où

$$\left(\frac{dx}{dp}\right)_{\text{bin.}} = \infty ,$$

lissement qui deviendra un point de plisse-
ou abaissement de la température ; ce cas
s ne l'a pas encore été.

H. KAMERLINGH ONNES et SES COLLABORATEURS. — Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — *Archives néerlandaises*, 2ᵉ série, t. XII, p. 1, 191, 423.

Ce sont, traduits en français, des mémoires analysés précédemment dans ce Recueil en tant que Communications du Laboratoire de Leyde.

Les mémoires dont il est question sont les suivants :

V et VI. — *Isothermes de mélanges d'oxygene et d'anhydride carbonique*, par W.-H. Keesom ;

VII. — *L'équation d'état de la surface ψ de Van der Waals, dans le voisinage immédiat de l'état critique, pour des mélanges binaires contenant une faible proportion d'une des composantes*, par J.-E. Verschaffelt ;

VIII. — *Les conditions de coexistence des phases liquide et vapeur d'un mélange binaire*, par H. Kamerlingh Onnes et C. Zakrzewski.

Dʳ H. KAMERLINGH ONNES et Miss T.-C. JOLLES. — Contributions to the knowledge of the ψ surface of Van der Waals. — XIV. Graphical deduction of the results of Kuenen's experiments on mixtures of ethane and nitrous oxyde (Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — XIV. Déduction graphique des résultats des expériences de Kuenen sur des mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément nº 14.

Dans le mémoire en question, les auteurs se sont efforcés de dériver quantitativement par première approximation l'allure des mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote (mélanges du type II), connus par les expériences de Kuenen, à l'aide de la surface d'énergie libre de Van der Waals. Les surfaces ψ construites dans ce but sont les contre-parties de celles qui ont été considérées dans les Communications nº 59 et nº 64. Dans le traitement graphique du problème, les auteurs ont principalement suivi la méthode donnée dans la Communication nº 59, où la température critique et la pression de quelques mélanges furent empruntées aux déterminations de Kuenen, les résultats d'un autre groupe d'expériences — celles qui se rapportent aux conditions de coexistence de deux phases à une température donnée — étant déduits à l'aide de la théorie de Van der Waals.

Les résultats de Kuenen sont principalement donnés dans quatr diagrammes ; l'un d'eux donne les éléments critiques, qui sont l point de départ de la déduction de M. Kamerlingh Onnes et d Miss Jolles, et les courbes limites de mélanges de diverses concen trations constantes ; les trois autres diagrammes, qui représenten la projection sur le plan des xv de la connodale aux température 20°, 25°, 26° C., montrent la contraction du pli transversal quand l température s'élève et sa division en deux plis.

Les auteurs ont pensé qu'ils obtiendraient une meilleure compa raison de l'observation et du calcul en représentant les expérience par des diagrammes du plan des xv pour les températures de 3°, 20 et 26° C. et du plan des pT au lieu des diagrammes mentionné plus haut. Des modèles en plâtre représentant les surfaces ψ ayan été construits pour satisfaire aux données de l'expérience, on déter mina les phases coexistantes en faisant rouler sur les modèles un glace de verre bien plane.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et C. BRAAK. — Isotherms of diatomic gases and their binary mixtures. — VI. Isotherms of hydrogen between — 104° C. and — 217° C. On the measurement of very low temperatures. — XIV. Reduction of the readings of the hydrogen-thermometer of constant volume to the absolute scale (Isothermes des gaz diatomiques et leurs mélanges binaires. — VI. Isothermes de l'hydrogène entre — 104° C. et — 217° C. Sur la mesure des très basses températures. — XIV. Réduction des lectures du thermomètre à hydrogène à volume constant à l'échelle absolue). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, nos 97 et 99.

Ce travail est la continuation, avec une précision un peu plus grande, des recherches entreprises antérieurement à 1904 par MM. Kamerlingh Onnes et Francis Hyndman. Cette investigation comprend trois séries de mesures piézométriques à des densités qui sont respectivement 76, 160 et 300 fois la densité normale. Plusieurs des observations faites se trouvent au voisinage de la courbe des minima de pv et permettent de déterminer très exactement la forme de cette courbe. La plus grande difficulté de ces recherches est dans la constance et la stabilité des basses températures employées; toutefois la précision reste grande, car l'erreur moyenne produite par toutes les causes d'erreurs agissant ensemble est de $\pm \frac{1}{1500}$ dans le cas le plus défavorable.

La pression la plus élevée à laquelle est observable un minimum

pv est 52^{atm},73; la température est alors — 209°,5 C. La parabole
i, conformément à la théorie de Van der Waals, est le lieu des
inima du produit pv dans le plan des (pv, p), coupe l'axe des ordon-
es aux températures absolues 1°,3 et 110°,2 ; on ne peut donc pas
bserver le minimum de pv au-dessus de la température — 162°,8 C.
Comme il est jusqu'à présent difficile d'obtenir de l'hélium pur et
'il est au contraire très facile d'avoir de l'hydrogène pur, le ther-
omètre normal à hydrogène (à volume constant et sous la pression
1 mètre de mercure à 0°) est pour l'instant la base des détermi-
ations de basses températures à Leyde ; il est donc de la plus
rande importance de connaître les corrections qui permettent de
asser de l'échelle du thermomètre normal à hydrogène à l'échelle
bsolue. Ces corrections peuvent être obtenues soit théoriquement
ar deux méthodes différentes : celle de Daniel Berthelot, qui utilise
loi des états correspondants, et celle de Callendar, qui modifie
équation d'état de Van der Waals de manière à la rendre capable
représenter les résultats des expériences de Joule-Kelvin pour
air et l'azote, aussi bien que pour l'hydrogène entre 0° et 100°, et
ppose que la même forme d'équation est valable pour l'hydrogène
dehors de ces limites), soit expérimentalement en utilisant les
othermes de l'hydrogène obtenues entre — 104° C. et — 217° C.
Les corrections expérimentales Δt qu'il faut apporter aux tempé-
tures t du thermomètre normal à hydrogène sont indiquées par le
bleau suivant :

t	Δt
— 103°,5	+ 0°,0196
135 ,7	0 ,0290
182 ,8	0 ,0486
195 ,2	0 ,0561
204 ,7	0 ,0627
212 ,8	0 ,0690
217 ,4	0 ,0730

Les valeurs de Δt sont représentées très exactement par la for-
ule parabolique :

$$t = -0{,}0143307\left(\frac{t}{100}\right) + 0{,}0066906\left(\frac{t}{100}\right)^2 + 0{,}0049175\left(\frac{t}{100}\right)^3 + 0{,}0027197\left(\frac{t}{100}\right)^4.$$

Cette formule donne $\Delta t = o$ pour $t = o$ et pour $t = +100°$,
ndis que pour $t = -273°$ on a $\Delta t = +0°,14$.

Les corrections *théoriques* Δt fournies par les méthodes d
D. Berthelot et de Callendar paraissent présenter des différenc
systématiques avec les corrections *expérimentales* précédente
comme le montre le tableau suivant :

t	Δt d'après Callendar	Δt d'après D. Berthelot	Δt d'après les valeurs expérimentales
— 10°	+ 0°,00021	»	+ 0°,0015
— 20	0 ,00048	»	0 ,0031
— 50	0 ,00164	»	0 ,0082
— 100	0 ,0054	+ 0°,008	0 ,0187
— 150	0 ,0132	»	0 ,0337
— 200	0 ,0311	0 ,06	0 ,0593
— 240	»	0 ,18	»
— 250	0 ,1005	»	»

Au moins jusqu'à — 200°, les corrections de Callendar sont nett
ment plus faibles que les corrections dites *expérimentales ;* les corre
tions de D. Berthelot, sans être identiques à ces dernières, en so
plus voisines que celles de Callendar.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et J. CLAY. — On the mesurement of very low te
peratures. — XVI. Calibration of some platinum resistance thermometers (S
la mesure des très basses températures. — XVI. Calibrage de quelques therm
mètres à résistance de platine). — *Communications from the Physical Labor
tory of Leiden*, n° 99.

La recherche de la variation des résistances des métaux (les u
purs, les autres avec des impuretés connues), mise en train depu
quelques années déjà, comprend, outre la détermination de la rési
tance de conducteurs faits de métaux différents, la mesure de
dilatation de chacun de ces métaux. On s'est proposé dans cette no
d'étudier en particulier si la résistance des thermomètres destinés
la mesure des basses températures varie avec le temps. On a opé
sur une résistance de platine construite en 1902 et on a constaté q
sa résistance à 0° était demeurée constante à $\frac{1}{30\,000}$ près. La pri
des résistances aux températures — 182°,6, — 197°,08, — 209°,93
mis en évidence quelques divergences, qui paraissent surtout démo
trer que la comparabilité des mesures aux diverses températur
n'était pas aussi grande en 1902 qu'en 1907.

Un certain nombre de spirales de platine de construction récen

ont révélé entre elles que des différences assez faibles ; il est indiscutable toutefois que deux spirales faites d'une même matière primitive, travaillée ensuite différemment, ont des lois de variation avec la température qui peuvent être très différentes.

H. KAMERLINGH ONNES et J. CLAY. — On the change of the resistance of the metals at very low temperatures and the influence exerted on it by small amounts of admixtures (Sur la variation de la résistance des métaux aux très basses températures et l'influence exercée sur elle par de petites quantités d'impuretés). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 99.

L'influence de petites quantités d'impuretés sur la résistance d'un métal a beaucoup d'intérêt ; en particulier l'influence de l'argent sur la résistance de l'or est probablement importante et permettrait d'en déduire très exactement la composition du mélange. D'autre part, la résistance de l'or, comme moyen de détermination des basses températures, est non seulement préférable à celle du mercure, mais encore à celle du platine.

L'étude systématique de différentes spirales d'or, contenant de très petites proportions d'impuretés, peut être considérée comme le calibrage de résistances thermométriques faites avec des échantillons d'or différents. Les auteurs, toutefois, préfèrent considérer leur étude comme une partie d'une investigation plus générale sur la variation avec la température de la résistance des métaux purs et l'influence que de petites proportions d'impuretés exercent sur cette résistance. On sait que Sir J. Dewar a montré le premier que la courbe $r = f(T)$, qui donne la résistance d'un métal pur en fonction de la température, présente aux très basses températures un point d'inflexion. Les auteurs se proposent, dans la courbe $r = f(T)$, d'étudier trois points remarquables :

1° Le *point d'inflexion* $\frac{d^2r}{dT^2} = 0$; 2° le *point de proportionnalité* donné par $\frac{dr}{dT} = \frac{r}{T}$ [point de contact de la tangente à la courbe $r = f(T)$ menée par l'origine des coordonnées ou zéro absolu] ; 3° le *minimum* donné par $\frac{dr}{dT} = 0$. Il est clair que la situation de ces points et leur différence de situation, ainsi que le coefficient de variation de la résistance avec la température pour différents métaux, doivent fournir des données importantes pour la théorie des électrons.

La recherche de ces points n'est possible qu'à l'aide de l'hyd
gène liquide.

Ce n'est que dans quelques cas peu nombreux que le point d'
flexion de Dewar peut être mis en évidence sans se servir du b
d'hydrogène liquide. Pour les métaux les plus purs, le point
proportionnalité est probablement au-dessous des températu
auxquelles existe l'hydrogène liquide. Pour l'une des spirales d
étudiées par les auteurs, aux plus basses températures employ
le point de proportionnalité n'était pas encore atteint.

Les auteurs ont étudié six spirales d'or de 9 ohms de résistan
à 0° et d'un dixième de millimètre de diamètre ; l'une d'elles, à — 26
n'avait plus pour résistance que la fraction 0,002326 de sa rés
tance à 0°.

Les autres métaux étudiés furent : le mercure, l'argent, le bism
et le plomb.

Le rapport $\frac{W_t}{W_0}$ de la résistance de l'argent à $t°$ à sa résistance
0° est donné très exactement par la formule suivante :

$$\frac{W_t}{W_0} = 1 + 0{,}004027 46t + 0{,}000000435 5t^2 + 0{,}000000004806t^3 + \\ 0{,}00955 \left\{ \frac{10^6}{T^3} - \frac{10^6}{(273{,}09)^3} \right\} - 0{,}000013 \left\{ \frac{10^{10}}{T^5} - \frac{10^{10}}{(273{,}09)} \right.$$

Dr H. KAMERLINGH ONNES et G.-H. FABIUS. — Repetition of De Heen's a
Teichner's experiments on the critical state (Répétition des expériences
De Heen et de Teichner sur l'état critique). — *Communications from the Phys
Laboratory of Leiden*, n° 98.

Dans un travail antérieur (1), le Dr H. Kamerlingh Onnes av
déjà soumis à des vérifications les conclusions de M. De Heen tirées p
lui de ses expériences faites au moyen de l' « analyseur de l'état c
tique », conclusions d'après lesquelles la température et la pressi
ne suffisent pas pour déterminer un peu au-dessus du point critiq
la densité d'un fluide. Les auteurs reviennent sur cette question.
utilisent à cet effet un nouvel appareil ressemblant aussi exactem
que possible à celui de M. De Heen. Leurs expériences confirme
la première conclusion du Dr Kamerlingh Onnes, à savoir que
différences de densité déduites par M. De Heen de ses expérien

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 63 ; 1902.

n'existent pas pour une substance pure, quand la température et la pression sont uniformes.

Les auteurs ont également répété avec de l'anhydride carbonique remarquablement pur l'expérience de Teichner consistant à rendre visibles à l'aide de petits flotteurs de verre les différences de densité que manifeste un liquide chauffé en tube scellé un peu au-dessus de la température de disparition du ménisque. Les différences de densité observées par Teichner ont été retrouvées par eux lorsque le ménisque disparaissait sous l'influence d'une élévation de température relativement rapide. Toutefois, le tube étant maintenu pendant *trois heures* à 0°,9 au-dessus de la température critique et la température étant constante à 0,01 près, la variation de densité observée se réduisait à l'intervalle 0,466-0,450, c'est-à-dire à moins de 3,5 0/0.

On trouve une variation de densité à peu près identique après *six heures* de constance de la température, lorsque celle-ci est maintenue à 0°,23 seulement au-dessus de la température critique.

Or, d'après les calculs de Verschaffelt, il résulte qu'à 0°,23 au-dessus de la température critique il suffit de $\frac{1}{10000}$ de molécule d'une impureté pour produire une différence de densité de 12 0/0. Les apparences observées par Teichner semblent donc attribuables à des proportions très faibles d'impuretés.

D.-J. KORTEWEG. — Sur les divers états d'équilibre de corps flottants ayant la forme d'un parallélipipède rectangle dont l'axe longitudinal est parallèle à la surface liquide. — *Archives néerlandaises*, 2e série, t. XII, p. 362.

Ce sujet a déjà attiré plus d'une fois l'attention des mathématiciens hollandais. A la suite de cette observation, que des poutres flottant sur l'eau tournent d'ordinaire une face vers le haut si elles sont en bois de chêne, et une arête si elles sont en sapin, Badon Ghyben fit proposer par la « Nederlandsch Wiskundig Genootschap » une question de concours sur l'influence du poids spécifique des poutres sur leur mode de flottaison.

La réponse donnée à cette question en 1847, par G.-F. Baehr, ne satisfit qu'en partie Badon Ghyben, parce qu'on y trouvait bien dans quelles circonstances les poutres peuvent tourner vers le haut une de leurs faces planes, mais non la position qu'elles prennent lorsque aucune face latérale ne vient se placer horizontalement. Voilà

pourquoi il publia dans les *Annales de l'Institut royal néerlanda* de 1850 un mémoire dans lequel il donne la solution complète du c où la section est carrée, bien entendu si la poutre est suffisan ment longue pour qu'elle flotte avec les arêtes longitudinal horizontales.

Mais déjà, en 1650, Christian Huygens s'était occupé de la mên question dans le deuxième livre de son mémoire *De iis quæ liqui supernatant*, qu'il écrivit à l'âge de vingt et un ans et qui n'a p encore été publié jusqu'ici. On y trouve une solution pouss presque aussi loin que celle de Badon Ghyben. C'est la préparatio de l'édition de ce mémoire dans les *Œuvres complètes de Christia Huygens* qui engagea l'auteur à étudier cette question, dont il donn la solution complète dans le cas où les arêtes longitudinales d parallélipipède flottant sont parallèle au niveau du liquides.

C. SCHOUTE. — Sur le phénomène de Thomson dans le mercure.
Archives néerlandaises, 2e série, t. XII, p. 175.

La méthode employée par l'auteur est une modification de cell qui a été employée par Petersson [1], modification telle que la con ductibilité calorifique n'intervient plus et qu'on n'a plus à la mesure Un conducteur cylindrique de mercure a ses extrémités portées au températures constantes 0° et U° à l'aide de deux conduites q laissent entre elles une longueur *l* du cylindre. On fait passer dan le conducteur un même courant électrique, tantôt dans un sens e tantôt dans l'autre, en les maintenant successivement pendant u temps suffisamment long pour obtenir un état stationnaire; o mesure la différence entre les températures finales en une mêm section voisine du milieu ou au milieu même. La difficulté de mesures réside essentiellement dans la petitesse de cette différenc qui tient à ce qu'on ne peut pas rendre le courant trop intense san que l'effet Joule ne trouble trop fortement la symétrie de la distri bution des températures dans le conducteur, et à ce qu'on ne pe pas donner à ce dernier une trop grande section, auquel cas il n aurait plus égalité de température en tous les points d'une mêm section droite.

(1) A. PETERSSON, *Ueber Messungen des Thomson-Effectes* (*Inaug. Diss.*, Zuric 1895).

Les températures du mercure ont été mesurées en observant la différence de potentiel thermo-électrique entre le mercure lui-même et deux fils de platine soudés dans le tube de verre qui contenait le mercure; ces couples avaient été étalonnés auparavant avec le plus grand soin. Treize expériences ont donné pour le coefficient σ du phénomène de Thomson des valeurs très sensiblement proportionnelles à la température absolue T. La valeur du rapport $\frac{\sigma}{T}$ oscille autour de $50 \cdot 10^{-10}$.

W. EINTHOVEN. — L'enregistrement des bruits du cœur de l'homme à l'aide du galvanomètre à corde. — *Archives néerlandaises*, 2e serie, t. XII, p. 401.

On a vu par les précédents mémoires de l'auteur jusqu'à quel point le galvanomètre à corde est capable de reproduire exactement des vibrations rapides. En utilisant des fils de quartz excessivement fins (d'une épaisseur voisine du micron) et de quelques centimètres de longueur, c'est-à-dire des fils capables de rendre un son de plusieurs milliers de vibrations par seconde, il est probable que les vibrations amorties de la corde choisie devront être la reproduction presque irréprochable du mouvement périodique qui lui est communiqué par les bruits du cœur. Dans la méthode appliquée par l'auteur, assisté de MM. A. Flohil et P. Battaerd, les vibrations de l'air produites par le son à enregistrer (bruits du cœur) doivent d'abord mettre en mouvement la plaque d'un microphone traversée par un courant continu que fournit une source de courant constant. Les vibrations de la plaque font naître des variations d'intensité dans le courant du microphone, et ce sont ces variations qui, par l'intermédiaire d'un transformateur, mettent en mouvement le fil de quartz du galvanomètre à corde. L'enregistrement des courbes fournies par le galvanomètre à corde est obtenu par la méthode de Garten (1).

On reconnait aisément sur les photogrammes quelles sont les vibrations de la corde qui correspondent au bruit systolique et quelles autres correspondent au bruit diastolique. Chez tous les sujets étudiés, le premier bruit est plus intense et de plus longue durée que le second. Il est impossible d'attribuer une hauteur à ces bruits,

(1) Dr Siegfried Garten, *Abhandl. der K. Sachs. Gesellsch. d. Woss zu Leipzig*, mathém. phys., Kl, 26, n° 5; 1901.

parce qu'ils sont irréguliers et comparables à de courtes secousses plutôt qu'à des sons musicaux. Mais, quelque irréguliers que soient ces bruits, ils sont caractéristiques pour chaque personne. L'auteur a enregistré en particulier les bruits et les souffles du cœur de trois malades de l'hôpital de l'Université de Leyde. *Pendant que les malades restaient à l'hôpital, leurs bruits cardiaques étaient enregistrés, à l'aide du galvanomètre à corde, au laboratoire de physiologie, distant d'à peu près un kilomètre et demi!* Ce résultat, tout à fait remarquable et qui fait le plus grand honneur à l'habileté expérimentale de M. Einthoven, montre que rien ne s'oppose à l'application clinique de l'enregistrement des bruits du cœur.

H. HAGA. — Sur la polarisation des rayons Röntgen et des rayons secondaires. *Archives néerlandaises*, 2e série, t. XII, p. 482.

Dans ses expériences, communiquées en 1904 et 1905, M. Barkla a comparé, au moyen de deux électroscopes chargés, le pouvoir déchargeant des rayons secondaires émis par le papier, l'aluminium et l'air, dans une direction perpendiculaire à celle des rayons incidents; il trouva une différence de 11 à 20 0/0 entre des directions rectangulaires; ces directions du maximum et du minimum du pouvoir déchargeant permutaient quand on faisait tourner le tube de Röntgen de 90° autour de la direction du faisceau producteur des rayons secondaires. M. Barkla conclut de ses expériences que les rayons Röntgen sont partiellement polarisés.

Dans un travail plus récent, M. Barkla a montré que les rayons secondaires émis par une plaque de charbon sont totalement polarisés.

M. Haga s'est assuré par une méthode photographique de l'exactitude du dernier de ces deux résultats; par contre, ses expériences prouvent que les rayons *Röntgen primaires ne sont pas polarisés.* Il semble difficile de dire exactement la cause de cet écart avec le résultat de M. Barkla.

Le but principal des recherches de M. Haga était d'examiner si les rayons Röntgen sont des ébranlements transversaux ou longitudinaux : or, bien que les rayons primaires ne soient pas polarisés, il semble bien que l'auteur ait atteint son but. En effet, les rayons secondaires qui intervenaient dans ses expériences — dans l'air ordinaire, et à une distance de quelques centimètres du corps qui

nettait ces rayons — avaient identiquement le même caractère e les rayons primaires; ils ne traversaient pas seulement le papier ir, mais ils passaient par un bâton de charbon long de 6 centiètres et noircissaient ensuite une plaque photographique. Si donc s rayons Röntgen primaires et secondaires sont de même nature, mme les rayons secondaires sont polarisés, il faut considérer les yons primaires comme un processus transversal.

HAGA. — Sur un cas remarquable d'absorption sélective des rayons Röntgen. *Archives néerlandaises*, 2e série, t. XII, p. 488.

Dans les expériences précédentes, l'auteur faisait passer un sceau axial de rayons par un tube en laiton dans l'axe duquel un ton de charbon, long de 4 centimètres et épais de 1 centimètre, ait fixé au moyen d'un anneau d'ébonite. Le faisceau était limité r des diaphragmes, de telle façon que son bord passait entre le ton de charbon et la paroi interne. Pour donner à l'ampoule oductrice des rayons la position convenable, M. Haga plaçait ntre l'anneau d'ébonite un écran fluorescent, et il déplaçait l'amule jusqu'à ce que l'ombre du charbon se montrât concentrique à section du faisceau visible sur l'écran. L'ombre du bâton était ors entourée d'un étroit anneau noir. En faisant une épreuve otographique, on obtenait évidemment un anneau clair autour de mage du charbon. L'auteur explique comme il suit la formation cet anneau clair. En opérant avec des rayons *mous*, on trouve que mage du bâton est plus sombre que celle de l'anneau d'ébonite. ur des rayons *durs*, au contraire, l'anneau est plus obscur que le ntre. Cela veut dire que le bâton de charbon absorbe principaleent les rayons *durs* et l'anneau d'ébonite surtout les rayons *mous*. omme une ampoule de Röntgen émet d'ordinaire un mélange de yons durs et de rayons mous, les plus durs sont absorbés par le arbon, de sorte qu'en sortant de là le faisceau est essentiellement nstitué par les rayons mous qui sont arrêtés par l'ébonite. Autour l'image du charbon il doit donc y avoir un petit espace où ne se oduit aucune action photographique.

W.-H. JULIUS. — La distribution variable de la lumière dan les bandes de d persion et sa signification pour la spectroscopie et l'astrophysique. — *Archi néerlandaises*, 2e série, t. XII, p. 459.

En spectroscopie expérimentale, aussi bien que dans l'applicati de ces résultats aux problèmes d'astrophysique, on a l'habitude tirer, de l'aspect et des changements que présentent les lign spectrales, des conclusions relatives à la température, à la densit à la pression et au mouvement des gaz dans la source lumineuse dans son voisinage. M. Julius pense que dans plus d'un cas on do arriver à des conclusions complètement fausses, si l'on cherche cause des raies sombres uniquement dans une absorption et cel des raies lumineuses exclusivement dans une émission sélectiv sans tenir compte du fait que la distribution de la lumière dans spectre dépend aussi de la dispersion anomale des rayons dans milieu absorbant.

Il est donc nécessaire d'examiner séparément l'effet de la dispe sion sur les raies spectrales et de tâcher de l'isoler complètemen des phénomènes d'émission et d'absorption purs. D'ailleurs, de expériences décrites antérieurement([1]) prouvent de façon incontes table l'existence de « bandes de dispersion ». Dans le mémoir actuel, l'auteur décrit un dispositif pour l'étude des bandes d dispersion.

On produit, à une température assez basse pour n'avoir pas tenir compte du spectre d'émission, de la vapeur saturée de sodium et on réalise à volonté dans sa masse les différences locales d densité, qui ne modifient pas sensiblement la densité moyenne; o constate alors, dans le spectre d'absorption de la lumière émise pa le charbon positif d'une lampe à arc, des particularités intéressante dans le détail desquelles il est impossible d'entrer.

De son étude, M. Julius tire les conclusions importantes qu suivent. *Chaque raie d'absorption du spectre solaire doit êtr enveloppée d'une bande de dispersion*. Les raies d'absorption de éléments qui n'existent qu'à un état de réfraction très élevé dans mélange gazeux se présentent certainement comme des raies à pe près nettes, puisque, pour ces substances, toutes les chutes de densit

---

([1]) *J. de Phys.*, 4e série, t. V, p. 134; 1906.

exerça pas d'action notable sur le gaz tonnant ordinair
de, même quand elle était mise directement en conta

on de 1 gramme d'iodoforme dans 100 grammes c
en présence d'oxygène, chauffée à 25° dans l'obscurit
longue avec précipitation de l'iode; cette oxydatic
:oup plus vite sous l'influence du radium qu'en deho:
nce.

. — Simon Marius. Réhabilitation d'un astronome calomnié.
Archives néerlandaises, 2e série, t. XII, p. 258 et 490.

iit ans après la publication du *Mundus Jovialis* de l'astrc
.nd Simon Marius, alors que ce dernier, souffrant de l
quelle il devait succomber, ne pouvait plus se défendre
, contre lui une cruelle accusation de plagiat, réédité
ous les panégyristes du célèbre physicien toscan.
l'être un homme sans valeur scientifique, présomptueux
faux, M. J. Bosscha, dans une œuvre fortement docu
est un formidable réquisitoire contre Galilée, démontre
doute paraisse possible, que Simon Marius avait de
réels en astronomie, spécialement dans la théorie de
Jupiter, et que, au lieu de commettre un plagiat enver
ii a accordé tout l'honneur qui lui était dû.
bservations des satellites de Jupiter faites simultanément
.rément, par Marius et Galilée, il est arrivé assez souver
rvations les plus précises étaient celles de l'astronom
nfin il ne paraît pas douteux non plus que Simon Mariu
mier à constater les phases de Mercure.

E. Mathias.

R. HARTMANN. — Untersuchung über die Leistungs fähigkeit der Assmannschen Methode zur experimentellen Bestimmung des Verhältnisses $\frac{C_p}{C_v} = x$ der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstanten Volumen von Gasen (Méthode d'Assmann pour la détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 252-299 ; 1905.

La méthode d'Assmann consiste à observer les oscillations du mercure dans un tube en U terminé par deux ballons contenant le gaz.

Elle comporte trois causes d'erreur principales : le frottement du mercure sur la paroi le long de la ligne de raccordement, le frottement sur le reste de la surface de contact et le frottement interne du mercure, enfin l'échange de chaleur entre le mercure et les parois.

On peut éliminer la première en recouvrant le mercure d'acide sulfurique. Les deux autres influent en sens inverse sur la valeur de x. On peut calculer la correction relative à la deuxième, qui est peu importante si le tube est large. La troisième est de beaucoup la plus importante et ne peut être calculée. M. LAMOTTE.

L. HOLBORN und F. HENNING. — Ueber die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes (Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée). — *Annalen der Physik.*, t. XVIII, p. 739-756 ; 1905.

En admettant pour l'air

$$C_\theta = C_0(1 + 0{,}000040),$$

on trouve pour la vapeur d'eau entre 110° et 820° sous la pression atmosphérique :

$$C_\theta = 0{,}4460(1 + 0{,}000090).$$

M. LAMOTTE.

G. GLAGE. — F. E. Neumanns Methode zur Bestimmung der Wärmeleitähigkeit gut leitender Körper in Stab-und Ringform und ihre Durchführung an Eisen, Stahl, Kupfer. Silber, Blei, Zinn, Zink Messing, Neusilber (Méthode de Neumann pour la détermination de la conductibilité calorifique des corps bons conducteurs, en cylindres ou en anneaux : application au fer, à l'acier, au cuivre, à l'argent, au plomb, à l'étain, au zinc, au laiton et au maillechort). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 904-941 ; 1905.

En employant, pour déterminer les températures, des couples thermoélectriques dont la force électromotrice est mesurée par un potentiomètre, l'auteur pense atteindre une précision de 1/2 0/0.

M. LAMOTTE.

F. RICHARZ. — Der Wert des Verhältnisses der beiden spezifischen Wärmen fü ein Gemisch zweier Gase, insbesondere für ozonhaltigen Sauerstoff (Valeur d rapport des deux chaleurs spécifiques pour un mélange des deux gaz, en parti culier pour l'oxygène ozonisé). — T. XIX, p. 639-642.

Le rapport $\frac{C}{c} = \gamma$, mesuré sur l'oxygène ozonisé jusqu'à 8 0/0, es tel que $\gamma - 1$ est une fonction linéaire de la densité du mélange Par extrapolation, on trouve pour l'ozone pur, $\gamma := 1,29$.

M. Lamotte.

C. FORSCH et P. NORDMEYER. — Die spezifische Wärme des Chroms, Schwefel und Siliciums sowie einiger Salze zwischen — 188° und Zimmer temperatu (Chaleur spécifique du chrome, du soufre, du silicium et de quelques sels entr — 188° et la température ordinaire). — *Annalen der Physik*, t. XX, p. 423-428 ; 1906

Cette chaleur spécifique est mesurée en projetant le solide dan l'air liquide et déterminant par une pesée la masse d'air évaporé (diminuée de la quantité évaporée spontanément).

La chaleur spécifique des sels décroît avec la température d'autan plus vite qu'elle est plus grande à la température ordinaire. Si o prolonge les courbes jusqu'à — 273°, les chaleurs spécifiques n tendent pas vers 0, mais vers une limite comprise entre 0,03 et 0,08 Il semble que les chaleurs spécifiques des métaux Cr, Al, Mg tendent vers cette limite : le fait est certain pour Pb, Zn, Sn.

Le silicium se comporte aux basses températures comme le bor et le carbone aux températures moyennes.

J. v. PANAYEFF. — Ueber die Beziehung des Schmelzpunktes zur Wärmeaus dehnung der Metalle (Relation entre la température de fusion et la dilatatio des métaux). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 210-212 ; 1905.

C.-L. WEBER. — Zu der Mitteilung von Hrn von Panayeff (Remarque sur l communication de M. von Panayeff). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 868 1905.

H. F WIEBE (même sujet). — *Annalen der Physik*, t XIX, p. 1076-1078 ; 1906

Les métaux qui fondent aux températures élevées ont le plu faible coefficient de dilatation.

Cette remarque n'a qu'un intérêt très médiocre, car elle suppos une extrapolation téméraire, en admettant que le coefficient d dilatation est constant entre le zéro absolu et la température de fusion.

M. Lamotte.

SUR LA LUMIÈRE POSITIVE ET LE PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ ;

Par M. P. VILLARD.

On admet volontiers que le passage de l'électricité dans un gaz se fait exclusivement par le double phénomène de l'ionisation de ce gaz et de la recombinaison des ions mis en liberté. Dans cette dissociation moléculaire, les corpuscules cathodiques jouent un rôle essentiel : les vitesses considérables qu'ils acquièrent dès qu'un champ est établi dans le gaz leur permettent d'ioniser un grand nombre de molécules, d'en détacher de nouveaux corpuscules qui, sans avoir besoin de partir de la cathode, peuvent jouer le même rôle que les premiers ; les ions positifs, constitués par toutes les molécules privées d'un corpuscule négatif, prennent également, sous l'action de la force électrique, une vitesse qui leur permet, si cette force est suffisante, d'ioniser également de nouvelles molécules. Une rapide multiplication des charges libres se produit ainsi, et le courant de convection qu'elles déterminent acquiert en un temps très court une intensité considérable. D'après cette manière de voir, la lumière émise par le gaz résulte nécessairement soit de la dissociation des molécules, soit de la recombinaison des ions libérés.

Cette conclusion paraît cependant être en désaccord avec un certain nombre de faits : Ainsi le voisinage d'un corps radioactif, cause certaine d'ionisation, facilite bien le passage de l'étincelle entre les boules d'un excitateur, mais, en approchant davantage, éteint cette même étincelle, le courant, facile à déceler au galvanomètre, continuant d'ailleurs à passer. D'après la théorie précédente, il semblerait qu'en exagérant l'ionisation l'on doit augmenter le débit et l'éclat de l'étincelle : on voit que c'est l'inverse qui a lieu.

On peut citer plusieurs faits analogues : un tube de Geissler dont on chauffe fortement une région cesse d'être lumineux dans cette région ; un fil incandescent placé dans ce tube crée autour de lui un espace obscur : or on sait qu'un corps incandescent émet des ions en quantité considérable : sa présence devrait donc exagérer la luminescence du gaz.

Les rayons de Lenard constituent, sans doute possible, un puissant agent d'ionisation ; or ils éteignent une étincelle électrique comme

le fait un corps radioactif. C'est également par suite de l'acti
ionisante des rayons cathodiques qu'un tube de Crookes semble p
faitement vide : aucune lumière anodique n'y apparaît, sauf si l'anc
est abritée contre les rayons issus de la cathode : la luminescen
est totalement supprimée dans l'espace traversé par les corpuscu
cathodiques dont le pouvoir ionisant est précisément invoqué po
expliquer la lumière de la décharge. Ce n'est pas l'insuffisance
nombre des molécules qui est la cause de l'obscurité, car il suffit
modifier très peu les conditions de la décharge pour que l'ampo
se remplisse d'une lumière intense [1] ; on fait également apparaî
la lumière anodique ou positive en déviant les rayons cathodiqu
avec un aimant, c'est-à-dire en les supprimant dans toute une régi
de l'ampoule.

Dans la phosphorescence de l'oxygène mélangé de beauco
d'azote (50 à 80 0/0 d'azote), non seulement la production de lumiè
se fait sans ionisation, car un champ électrique ou magnétique
sans action sur l'établissement et la propagation si singulière
cette phosphorescence, mais la présence d'une cathode en activ
fait immédiatement cesser la phosphorescence.

Enfin, les rayons découverts par M. J.-J. Thomson, et qui émane
d'une cathode exactement comme les rayons cathodiques, possède
la remarquable propriété de ne produire aucune lumière dans l'ox
gène pur que les rayons cathodiques illuminent, au contraire, t
brillamment.

Ces rayons, qui transportent, comme je l'ai montré, des charg
positives, ne se voient que si l'oxygène contient un peu d'hydrogè
et n'illuminent que ce dernier gaz.

Il semble résulter de ces faits que, loin d'être une cause de produ
tion de lumière, l'ionisation ait plutôt pour effet de rendre la
charge obscure. Dans le cas où des particules chargées produis
de la lumière sur leur trajet (gaine négative), on vient de voir q
le signe de leur charge n'est pas indifférent, ce dont ne peut évide
ment rendre compte l'hypothèse de l'ionisation par simple choc.

En dehors de ces difficultés qu'elle rencontre indirectement,
théorie précédente conduit à des conséquences immédiates qu

(1) Le refoulement du gaz par les rayons cathodiques ne saurait être adm
car le résultat est le même quand on prend un tube cylindrique droit avec
électrodes placées aux deux bouts. Le gaz devrait alors s'accumuler vers l'an
et la luminosité y serait très vive. Or on n'observe rien de semblable.

peut aisément soumettre au contrôle de l'expérience : le rôle fondamental qu'elle fait jouer à l'émission cathodique oblige à admettre qu'aux fortes pressions (au-dessus de 1 millimètre de mercure) pour lesquelles les rayons cathodiques, peu rapides, sont complètement absorbés au voisinage immédiat de la cathode, la lumière doit apparaître en premier lieu à la cathode, et dans la gaine négative qui constitue le premier phénomène visible produit par les rayons cathodiques. La lumière positive ne doit commencer qu'ensuite, et son apparition doit se faire progressivement dans le sens cathode-anode, suivant ainsi la marche du processus d'ionisation commencé à la cathode.

En second lieu, la gaine négative ne saurait être absente d'une décharge électrique, puisqu'elle en marque le début.

On verra dans cet exposé que la luminescence du gaz progresse au contraire dans le sens anode-cathode ([1]), avec une vitesse n'ayant aucun rapport avec le champ, et pouvant devenir presque infinie pendant que celui-ci tombe presque à zéro ; on verra également que la gaine négative peut manquer totalement et que cette suppression caractérise précisément les décharges intenses.

L'émission cathodique, loin d'aider à la formation de l'étincelle, en gênerait donc plutôt le passage.

En présence de cette insuffisance manifeste des théories admises, j'ai entrepris une série d'expériences faites dans des conditions aussi différentes que possible de celles qu'on adopte habituellement. Aucune raison n'obligeant à choisir, pour expliquer l'étincelle ou l'arc, des pressions très faibles, j'ai le plus souvent opéré entre 1 centimètre de mercure et la pression ordinaire. Dans ces conditions, la lumière ou gaine négative a une faible épaisseur et la partie prédominante de la décharge est la colonne positive. A ces fortes pressions cette colonne présente des contours suffisamment définis et surtout ne remplit pas les ampoules. Il suffit alors de prendre des tubes très larges, ou des ballons, pour obtenir des résultats indépendants de l'influence des parois. J'ai également utilisé des courants beaucoup plus intenses qu'on ne le fait ordinairement, et le plus souvent compris entre $0^{amp},01$ et $0^{amp},2$.

La source employée était en général une bobine d'induction

([1]) Ce phénomène a été déjà signalé par M. J.-J. Thomson (*Experim. Researches*) et par M. E. Wiedemann (*Wied. Ann.*, tome LXVI).

montée en transformateur. Les mesures de voltage et d'intensit peuvent ainsi être faites avec une approximation souvent suffisante et le débit peut être à la fois notable et régulier. Exceptionnellemer j'ai utilisé des accumulateurs; le plus souvent j'ai réalisé une sourc continue de faible durée avec un condensateur de 1 à 2 microfarad chargé à 2000 ou 3000 volts par le transformateur muni d'un soupape, et déchargé dans les ampoules au travers d'une résistanc ou d'une bobine de réaction, ou même directement. On peut ains obtenir une décharge dont on règle à volonté la durée, et on arriv même à l'établissement d'un régime permanent qu'il serait san intérêt de prolonger.

Les expériences ont été faites presque sans exception dans l'air diverses pressions.

LES DEUX FORMES DE LA DÉCHARGE.

Précurseurs de la décharge. — Soit par exemple un large tub (5 centimètres) de 80 à 90 centimètres de longueur, contenant d l'air raréfié à 15 millimètres environ et relié au transformateur. Ver 6000 à 8000 volts (efficaces), des lueurs apparaissent, des aigrette sinueuses courent sur les parois. A 10000 volts, ces décharges s régularisent : des stratifications très nettes se dessinent et occupen toute la section du tube ; il y a une faible gaine négative ; mais la lumièr émise est à peine visible et le courant n'atteint pas un milliém d'ampère moyen ; cette intensité est limitée par le tube lui-même non par les résistances extérieures ; elle ne tend pas à croître spo tanément. L'aspect est celui d'un tube dont le gaz est fortement raréfi A 12000 volts, la décharge se constitue réellement et présente l caractères qui correspondent à la pression de 15 millimètres. So apparition est brusque et l'intensité s'élève instantanément à u dixième d'ampère environ ; le voltage tombe à 7000 volts. Ce so maintenant les résistances extérieures qui limitent l'intensité.

Phénomène de Geissler. — La décharge une fois constituée, o observe les aspects bien connus (gaine négative et couche lumineu en contact avec la cathode, espace de Faraday et lumière positive Aux fortes pressions (1 centimètre de mercure et au-dessus), gaine négative est insignifiante et son rôle n'est pas prépondéran La colonne positive n'occupe que la région axiale du tube, et s

diamètre est de 10 à 20 millimètres, suivant l'intensité du courant; il augmente avec la raréfaction.

Dans ces conditions, la lumière positive s'allonge toujours lorsqu'on fait croître l'intensité [1], et cela dans des proportions énormes.

Ainsi, dans un ballon (pour éviter l'influence des parois), la distance des électrodes étant de 10 à 11 centimètres, et la pression de l'air 15 millimètres, la longueur de la lumière positive varie de quelques millimètres à près de 10 centimètres, quand l'intensité (valeur moyenne) passe de $0^{amp},001$ à $0^{amp},05$ [2]; sa section augmente en même temps.

L'allongement et l'accroissement de section de la lumière positive s'accompagnent d'une diminution notable de la différence de potentiel aux bornes. Dans le ballon précédent, par exemple, et en laissant passer les deux alternances du courant pour que les indications du voltmètre électrostatique aient un sens défini, le voltage s'abaisse de 1 100 volts efficaces à 800 volts quand le courant s'élève de quelques millièmes à quelques centièmes d'ampère. Avec des accumulateurs, le résultat est analogue et les indications fournies par les instruments de mesure sont alors tout à fait exactes.

L'ampoule présente ainsi, aux fortes pressions, une sorte de résistance négative : la chute de tension aux électrodes diminue quand le courant augmente, et le régime ne peut être stable avec une source à potentiel constant, à moins de mettre en circuit une résistance donnant lieu à une chute de tension croissant avec le courant. L'emploi de cette résistance est inutile quand la source est une bobine montée en transformateur, la résistance (ohmique et inductive) de cet appareil étant considérable. On constate alors simplement que le voltage aux bornes varie en sens inverse de l'intensité.

Aux basses pressions, vers $0^{mm},1$ par exemple, les choses se passent tout autrement: la lumière négative est très développée, entoure généralement toute la cathode; la chute cathodique cesse d'être invariable pour croître avec le courant, et ce phénomène qui, précédemment, n'intervenait pas, régit maintenant presque à lui seul les

(1) Soit en réduisant les résistances extérieures, soit en augmentant la force électromotrice de la source, si cette source présente une résistance considérable.

(2) Indications données par un ampèremètre à cadre mobile et à shunt. Comme le courant ne passe que pendant une alternance sur deux, le courant réel est au moins double de celui indiqué ici.

variations du voltage. Dans ces conditions, le régime est stable mêm en l'absence de résistances extérieures, car le courant ne pe augmenter que si le voltage s'élève.

La lumière positive, ou colonne anodique, tend toujours à s centrer sur l'axe du tube, même si les électrodes sont décentrées. L répulsion exercée par les parois est assez forte pour masquer con plètement l'effet d'entraînement produit par l'air chaud, tant que l pression ne dépasse pas 15 millimètres de mercure.

Décharge disruptive. — Arc. — Supposons une ampoule à rayon cathodiques reliée à une forte bouteille de Leyde qu'on peut charge progressivement par une source quelconque ; en prenant par exempl les résultats obtenus dans un cas particulier choisi au hasard, on aur un commencement d'émission cathodique à 6 000 volts (différence d potentiel vraie, la source qui alimente l'ampoule étant continue) : on élève le voltage aux bornes de la bouteille, l'émission devient plu intense ; mais, entre 6 000 et 12 000 volts, elle présente toujours c caractère que le régime est stable et que le courant, extrêmemer faible, ne peut augmenter que si la différence de potentiel augment Si on abandonne à eux-mêmes l'ampoule et la bouteille, en cessant d fournir de l'électricité à celle-ci, l'émission cathodique continue pe dant un certain temps (trente secondes par exemple), s'affaiblit de plu en plus et s'arrête quand le voltage est revenu à 6 000 volts environ. L bouteille de Leyde reste ainsi chargée, l'ampoule n'a fait disparaîtr que l'excès de charge au-dessus de 6 000 volts. Mais, si on attein 12 000 volts, il en est tout autrement : une brillante luminescenc apparaît entre l'anode et la cathode, l'ampoule, qui précédemmer semblait vide et dont les parois fluorescentes seules émettaient del lumière, se remplit instantanément de luminosité ; en même temp se produit un bruit sec assez fort. Ce phénomène ne dure qu'u temps à peine appréciable et la bouteille de Leyde est aussitôt com plètement déchargée. Cette étincelle réellement disruptive a don joué le rôle d'un véritable court-circuit, et le courant instantané ain produit est suffisant pour donner une impulsion notable à l'aiguill d'un ampèremètre thermique de 0amp,1 ou 0amp,2.

L'aspect est en outre entièrement différent de celui qu'on observ d'ordinaire. Il n'y a plus d'émission cathodique, la polarité disparaî et la décharge devient symétrique ; aux deux électrodes appa raissent des aigrettes brillantes, colorées par des vapeurs métalliques et un arc pâle, déviable à l'aimant, réunit ces aigrettes. Il est remar

quable que celles-ci ne se forment pas aux points d'où seraient partis des rayons cathodiques.

Le même phénomène s'obtient à toutes les pressions : on peut par exemple charger un microfarad relié par une clef Morse à deux électrodes disposées, à 10 centimètres de distance, dans un ballon rempli d'air à 15 millimètres. Jusqu'à 2000 volts, la manœuvre de la clef ne donne que la décharge de Geissler dont le débit est faible et la durée très sensible, et le voltage du condensateur ne tombe pas à zéro ; à 2500 volts et au-dessus(1), c'est une véritable étincelle qui se produit, accompagnée d'un bruit sec. Un trait de feu, entouré d'une auréole, sans polarité apparente, réunit les deux électrodes et se termine sur chacune d'elles par une forte aigrette colorée à peu près sphérique ; la gaine négative et l'espace de Faraday ont disparu. Cette étincelle, de durée inappréciable, décharge entièrement le condensateur et produit dans le circuit des effets inductifs intenses. Le courant instantané prend une valeur considérable et porte facilement à l'incandescence un fil métallique fin (2). Si la distance des électrodes n'est pas trop grande (5 à 6 centimètres pour une pression de 15 millimètres), le passage du phénomène de Geissler à la décharge symétrique sans gaine négative se fait même sans clef Morse, en élevant simplement le débit de la source qui charge le condensateur (transformateur avec soupape), la clef Morse étant supprimée. On obtient ainsi une série d'étincelles bruyantes, se succédant à des intervalles réguliers qui représentent la durée de charge du condensateur. A chacune de ces étincelles l'aiguille d'un voltmètre statique relié à l'ampoule subit une chute brusque, tandis qu'elle demeure fixe si on maintient la forme ordinaire de décharge.

On facilite beaucoup le passage d'une forme à l'autre en faisant intervenir un champ magnétique transversal.

Dans ces expériences, quand l'étincelle disruptive est précédée par

(1) On verra plus loin que l'élévation du voltage n'est pas directement cause de la transformation de la décharge : elle ne sert qu'à permettre au courant de prendre rapidement une forte intensité.

(2) Si on remplace ce fil par une petite lampe à incandescence à filament droit de quelques centimètres de longueur, on observe un phénomène très singulier : la décharge passe, non par le fil, mais par le gaz. L'introduction d'une résistance inductive faible (moins d'un millième de henry) supprime la luminescence du gaz, mais le courant ne passe que par la surface du filament et produit une lumière jaunâtre instantanée. Ralentissant encore la décharge, le filament est enfin porté à l'incandescence.

le phénomène de Geissler, le trait de feu évite la gaine néga[t
et aboutit sur la cathode à l'endroit où cette gaine cesse d'exis[
Cela résulte de l'incompatibilité de la lumière positive et de
lumière négative, et c'est pour la même raison qu'au vide de Croo[
la décharge en arc n'aboutit jamais au point de la cathode qui é[
des rayons cathodiques (centre). L'action du champ magnéti[
s'explique par la déviation qu'il imprime à ces rayons, leur abse[
facilitant l'allongement de la lumière positive et son arrivée à
cathode.

On ne modifie pas beaucoup l'aspect général de cette décharge
intercalant dans le circuit une bobine de self-induction même imp[
tante : le trait de feu et l'auréole cylindrique qui l'enveloppai[
mélangent simplement pour former une colonne lumineuse hor[
gène et la hauteur du bruit baisse à mesure que l'impédance au[
mente. On peut ainsi augmenter dans des proportions énormes
durée de la décharge en la faisant passer dans un enroulement
transformateur à noyau de fer de 1 henry, ce qui, pour 1 microfar[
abaisse la fréquence à 160. Si la bobine de self-induction est le p[
maire d'une bobine de Ruhmkorff, le secondaire de celle-ci don[
d'aussi belles étincelles qu'avec le montage ordinaire.

L'intercalation d'une résistance produit un autre effet : l'intens[
peut être considérablement réduite et la durée de la décharge au[
mente alors beaucoup. La polarité apparaît progressivement
mesure que la résistance augmente, et bientôt le trait de feu ces[
d'atteindre la cathode. La gaine négative se montre à nouveau et
est revenu au phénomène de Geissler. Il en serait certainement
même avec une self-induction suffisamment forte, produisant u[
résistance apparente de quelques milliers d'ohms. On voit ainsi q[
l'étincelle disruptive n'est pas autre chose que la décharge rédu[
à la colonne anodique ou lumière positive.

Les *fig.* 2 et 3 représentent quelques décharges obtenues dans c[
conditions. La *fig.* 1 indique le montage de l'expérience.

La *fig.* 3, correspondant à une distance d'électrodes mieux appr[
priée au voltage disponible, montre nettement la suppression de
gaine négative lors de l'établissement de l'arc.

Il est facile de s'assurer que la forme disruptive de la déchar[
est identique à l'arc électrique : il suffit de remplacer le condens[
teur par une batterie d'accumulateurs dont la capacité est pour ai[
dire infinie; 500 volts suffisent si la distance des électrodes est rédu[

à 15 millimètres environ[1]. Un rhéostat convenable règle l'intensité. Dans ces conditions, jusqu'à 0amp,15, on a la décharge ordinaire, avec gaine négative de plus en plus intense; le voltage aux électrodes diminue à mesure que l'intensité augmente, mais reste voisin de 400 volts, c'est-à-dire supérieur à la chute cathodique; quand le courant atteint 0amp,15, l'espace de Faraday et la gaine négative disparaissent instantanément, et le courant prend sensiblement la même valeur que si l'ampoule était mise en court-circuit (1amp,5 dans cette expérience). Le voltage aux électrodes est insignifiant, la chute cathodique a disparu avec la gaine négative, et l'aspect est exactement celui de l'arc électrique ordinaire.

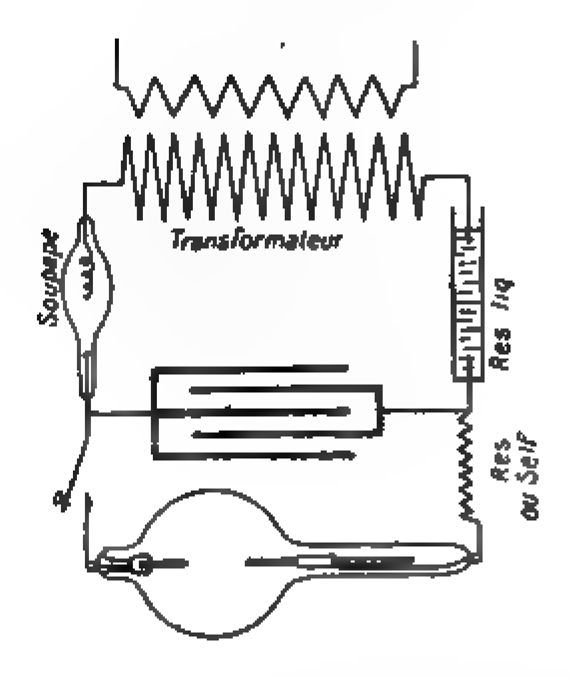


Fig. 1, 2 et 3.

Fig. 1. — Montage de l'expérience — Condensateur de 1 à 2 microfarads relié à un voltmetre statique non figuré, ballon de 15 centimetres de diamètre, électrodes d'aluminium de 2mm,5, dont l'une mobile dans une coulisse (soutenue par un tube de verre non figuré), pression, 15 millimetres.

Fig. 2. — Distance des électrodes, 10 centimètres — I, II, III et IV, décharges sans resistance ni self : voltages de charge croissant de 2000 à 3000 volts. — V et VI, décharges à 3000 volts avec résistances de 3000 et 5000 ohms en série.

Fig. 3. — Distance des electrodes, 7 centimètres. I, 2000 volts sans résistance. — II et III, 3000 volts sans resistance, disparition totale de la gaine négative — IV, 3000 volts avec résistance de 200 ohms. — V, 3000 volts et 5000 ohms : réapparition de la gaine negative.

Ce qu'on observait avec le condensateur relié d'une manière permanente à l'ampoule ne différait de ce qui précède que par l'absence de durée de l'arc. Le phénomène est donc bien le même dans les deux cas.

---

(1) Avec ce faible voltage on est toutefois obligé d'amorcer la décharge en intercalant dans le circuit le secondaire d'un transformateur qu'on met en activité pendant une ou deux secondes ; on met ensuite en court-circuit ce secondaire, ce qui le supprime sans interrompre aucune communication.

Dans ces expériences faites à de fortes pressions, le voltage au
ɪctrodes diminue à mesure qu'on approche du passage de la pre
ère forme de décharge à la seconde. Au vide de Crookes, l'invers
ait lieu. Mais, dans l'un et l'autre cas, c'est toujours par accroisse
ınt de l'intensité qu'on obtient l'étincelle disruptive ou l'arc. Il es
nc naturel d'admettre que c'est de cette intensité que dépend l
ınsformation ; quant au voltage, il monte ou descend suivant le
s indiquées au commencement de ce chapitre.

Ainsi l'étincelle disruptive oscillante et l'arc électrique sont de
charges réduites à la lumière positive réunissant les deux élec
ɪdes, et dont la résistance varie en sens inverse de l'intensité
absence de chute cathodique, précisément caractéristique de l'arc
t commune aux deux phénomènes et s'explique par la suppressio
la gaine négative.

La décharge qu'on observe dans un tube sans électrodes est e
ınéral réduite à la lumière positive, c'est un arc. Cette absence d
fférenciation est très facile à observer avec la vapeur d'iode, qu
ɪnne deux spectres très différents pour la lumière positive et l
mière négative.

LES RAYONS CATHODIQUES ET L'ESPACE OBSCUR DE FARADAY.

L'étude des deux formes de la décharge semble montrer que l
ıine négative empêche la lumière positive d'atteindre la cathode
ɪla paraît presque évident quand on voit la lumière positive con
urner la gaine pour atteindre les régions nues de la cathode e
ongeant son trajet de 1 ou 2 centimètres. On est ainsi condu
considérer l'émission cathodique et l'ionisation qu'elle détermin
ns le gaz comme un obstacle à la formation de la colonne anc
que. L'espace obscur de Faraday s'explique alors sans difficulté
résulte de ce que la lumière positive est supprimée dans toute l
gion intéressée par les rayons cathodiques. Cet espace doit en co
quence augmenter d'étendue avec la raréfaction et se raccourc
on écarte, avec un aimant, les rayons cathodiques : or c'est e
fet ce qu'on observe.

Si, aux fortes pressions, on augmente l'intensité du courant, l
ıine négative s'étend de plus en plus, mais l'émission cathodiqu
ır unité de surface varie peu, la chute cathodique reste constant
pouvoir pénétrant des rayons et leur nombre dans la direction d

l'anode demeurent invariables; la chaîne anodique, devenue plus intense, peut lutter avantageusement contre la destruction par le choc des corpuscules, et elle s'allonge, réduisant ainsi l'étendue de l'espace de Faraday; quand celui-ci est supprimé, l'arc s'établit.

Aux basses pressions, la chute cathodique croît avec le courant, le pouvoir pénétrant des rayons augmente et la lumière positive rétrograde vers l'anode. L'établissement de l'arc est alors moins facile à comprendre, à moins d'admettre qu'à la faveur de la discontinuité de l'émission cathodique il n'ait le temps de se former entre deux trains de corpuscules. Quoi qu'il en soit, cet arc n'atteint jamais la cathode aux points d'où on voit partir des rayons cathodiques.

On peut vérifier directement que les corpuscules cathodiques suppriment la lumière positive partout où ils la rencontrent : il suffit de disposer les choses comme l'indique la *fig.* 4. Les électrodes A

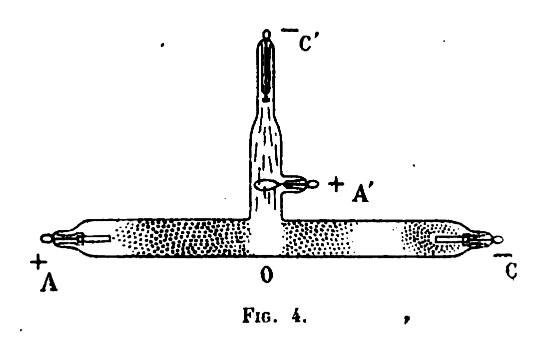


Fig. 4.

et C sont reliées à une première source (transformateur) ; les électrodes A' et C' reçoivent le courant d'un autre transformateur ou d'une bobine à trembleur synchrone. La cathode C' est placée dans un tube étroit, de manière à donner des rayons énergiques même à une pression relativement forte. Le courant étant établi entre A et C, dès que C' entre en activité, un espace obscur apparaît en O. Si on approche un aimant du faisceau émis par C', cet espace se comble immédiatement.

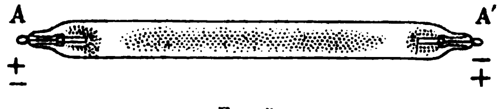


Fig. 5.

On peut réaliser l'expérience autrement: un tube droit AA' (*fig.* 5)

est alimenté par une source alternative, sans soupape. Par suite de l'échange des polarités des électrodes, l'espace de Faraday correspondant aux alternances paires devrait paraître rempli par la colonne anodique des alternances impaires, l'effet de superposition ne pouvant disparaître que si l'on fait usage d'un miroir tournant. Or, pour une pression convenable, on voit au contraire deux espaces de Faraday parfaitement obscurs, et il n'y a de lumière positive que dans la région médiane du tube.

L'explication est immédiate. Près de chaque électrode, l'émission cathodique produit alternativement une ionisation intense qui subsiste quelque temps. Il suffit que ce temps soit supérieur à une demi-période pour empêcher la formation de la lumière positive. En abaissant la pression, les ions se diffusent plus vite et le phénomène disparaît. Si on approche un aimant, on dévie les rayons cathodiques et l'espace obscur se comble aussitôt.

Ainsi, dans l'espace de Faraday et la région circumcathodique, le courant passe uniquement par convection (bombardement et ionisation) comme entre deux plateaux dans l'air soumis aux rayons X ; dans la lumière positive, le transport de l'électricité serait analogue à la conduction. On peut donc comparer un tube de Geissler à une résistance métallique en série avec un appareil à grêle de Volta. L'établissement de l'arc consisterait à supprimer l'appareil à grêle et à réunir directement les électrodes par un conducteur, d'où la possibilité d'obtenir des oscillations.

DÉVIATION MAGNÉTIQUE DE LA LUMIÈRE POSITIVE.

Considérons un large tube contenant de l'air assez peu raréfié (pression supérieure à 1 centimètre) pour que la lumière positive n'occupe que la région axiale et offre l'aspect d'un cordon lumineux de la grosseur d'un crayon. L'apparence rectiligne de ce cordon, contrastant avec la forme d'arc qu'on obtient dans un vaste ballon, nous apprend que les parois du tube exercent sur la lumière positive une répulsion capable de compenser l'entraînement dû à l'air échauffé par la décharge (¹). Une autre preuve de l'existence de cette répulsion est fournie par ce fait que, si les électrodes sont hors de

(¹) Si la pression est très supérieure à 1 centimètre de mercure, par exemple triple de cette valeur, l'action des courants d'air chaud devient prédominante.

l'axe du tube, la lumière positive se centre néanmoins sur cet axe. Il y a donc lieu de tenir compte de cette répulsion dans l'interprétation de tous les résultats relatifs à des déviations d'origine quelconque.

Si maintenant nous mettons le tube entre les branches d'un aimant en fer à cheval, nous obtiendrons à peu près la déformation indiquée sur la *fig.* 6. On remarque qu'au point M, où l'écart est maximum, la tangente est parallèle à la direction initiale ; autrement

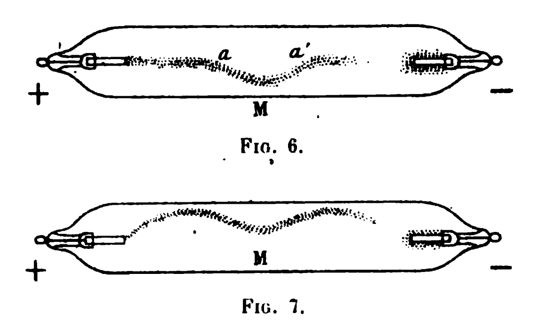


FIG. 6.

FIG. 7.

dit, la *déviation* est nulle au point où le champ déviant est maximum. L'hypothèse d'une convection électrique par des ions ou particules électrisées quelconques ne paraît pas susceptible d'expliquer ce simple fait : il serait surprenant que, quelles que soient la largeur du tube, la raréfaction, et la valeur du champ, la résultante de toutes ces actions soit toujours nulle exactement au point où le champ est maximum; il n'est d'ailleurs pas difficile de remplacer l'action directrice des parois par une force de nature différente ne suivant pas les mêmes lois; il suffit d'élever la pression à 5 centimètres, la convection par l'air chaud élève la lumière positive vers le haut du tube et, dans ce cas encore, l'aimant donne le même résultat (*fig.* 7). Remarquons aussi qu'en *a* et *a'* (*fig.* 6) il y a deux points d'inflexion. La courbure de la lumière positive change donc deux fois de signe dans un champ magnétique de sens constant.

Il est très facile d'expliquer ces effets en imaginant que la colonne anodique est une chaîne extensible pourvue de cohésion, tendue entre l'anode et la cathode, et se comportant comme un conducteur ordinaire. La figure d'équilibre en présence d'un aimant est alors aisée à prévoir, c'est celle d'un fil repoussé par les parois et qu'on écarterait de sa position, en un point, au moyen d'une poulie solli-

citée normalement à la direction de l'axe du tube. On aura les deux inflexions a et a' et, au point le plus dévié, la tangente sera parallèle à la direction initiale. On arrive à la même conclusion en répétant l'expérience classique de De la Rive avec un courant plus intense et plus continu que les décharges d'une bobine de Ruhmkorff ordinaire. Quelques centièmes d'ampère en courant alternatif avec soupape conviennent parfaitement ; on voit alors la lumière positive s'enrouler en hélice autour du barreau de fer qui prolonge le noyau de l'électro-aimant. On obtient un enroulement tout à fait semblable et de même sens avec un fil souple parcouru par un courant et placé auprès d'un électro-aimant analogue au précédent.

Dans cette expérience, il est indispensable que l'une des extrémités du conducteur flexible soit fixe. Il suffit pour cela d'attacher une pointe à l'une des électrodes circulaires de l'œuf électrique.

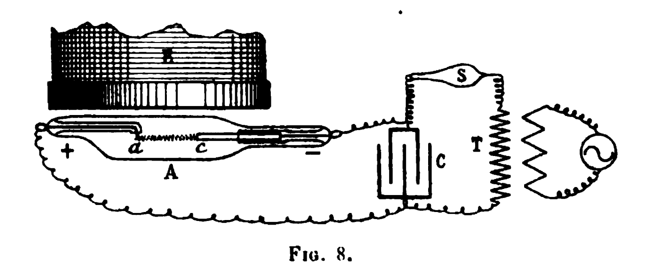


Fig. 8.

Il convient évidemment d'étudier la déviation dans un champ à peu près uniforme et de manière à obtenir un enroulement plan. L'emploi d'un ballon, de préférence plat, supprime l'influence des parois ; l'anode doit être un fil perpendiculaire au plan de l'enroulement [1]. La source électrique est soit un transformateur, soit un condensateur de 1 ou 2 microfarads ; dans le premier cas, l'intensité, variable pendant toute la durée de la décharge, donne une nappe plane limitée par deux courbes ; dans le second cas, le courant se maintient constant pendant presque toute sa durée, d'ailleurs très faible, et on obtient une bande lumineuse étroite préférable pour les mesures.

---

[1] Si on dispose l'anode et la cathode dans le prolongement l'une de l'autre, le champ, tendant à faire embrasser le plus grand flux possible par la colonne anodique enroulée, déplace le point d'attache de celle-ci sur l'anode et le fait rétrograder jusqu'à l'endroit où l'anode est soudée à l'ampoule.

La *fig.* 9 est la reproduction photographique d'une expérience de ce genre. On voit qu'il s'est produit deux décharges distinctes correspondant à ce qui a été décrit à propos de la *fig.* 1. L'étincelle disruptive est précédée d'une décharge peu intense et ne s'est établie que quand cette dernière a acquis une certaine intensité.

Fig. 9. — Enroulement de la lumière positive dans un champ de 500 unités. Distance des électrodes, 5 centimètres (décharge condensée sans gaine négative). La *fig.* 8 indique le montage de l'expérience.

La forme générale de l'enroulement est celle d'une spirale. On peut démontrer qu'il en doit être sensiblement ainsi.

La colonne anodique fixée à l'anode et entourée de gaz ionisé se comporte comme un fil métallique plongé dans un milieu sensiblement conducteur ; le courant décroît d'une extrémité à l'autre par suite de la déperdition latérale. Admettons que l'intensité varie en raison inverse de la longueur de l'arc compté à partir d'une origine convenable, et supposons constante la tension mécanique du conducteur gazeux. Le champ magnétique exerce sur chaque élément de ce conducteur une action normale proportionnelle à l'élément considéré et à l'intensité du courant.

L'équilibre a lieu lorsque le rayon de courbure est en chaque point inversement proportionnel à la force, c'est-à-dire au courant puisque le champ est le même partout. Ce rayon de courbure est donc proportionnel à l'arc. Or c'est précisément là une propriété de la spirale logarithmique (l'arc étant mesuré à partir du point asymptotique).

Tout cela est aisé à établir.

Prenons, en coordonnées polaires, l'anode pour origine. Admettons que le long de l'arc s l'intensité I varie suivant la loi :

$$I = I_0 e^{-m\omega}.$$

La force F exercée par un champ uniforme H sur un élément de courant et rapportée à l'unité de longueur est :

$$F = HI_0 e^{-m\omega};$$

le rayon de courbure R, la tension T (supposée constante) et la force F sont reliés par la relation :

$$R = \frac{T}{F};$$

d'où :

$$R = \frac{T}{HI_0} \times e^{m\omega}.$$

Posons :

$$\frac{T}{HI_0} = a\sqrt{1 + m^2},$$

il vient :

$$R = a\sqrt{1 + m^2}\, e^{m\omega},$$

qui est le rayon de courbure de la spirale,

$$\rho = ae^{m\omega}.$$

D'autre part, l'arc s, compté à partir du point asymptotique, est donné par l'expression :

$$s = \frac{a\sqrt{1 + m^2}}{m} e^{m\omega} = \frac{R}{m} \text{ (1)};$$

il est bien proportionnel au rayon de courbure.

Si maintenant on remplace R par sa valeur donnée plus haut, il vient :

$$Is = \frac{T}{mH} = \text{constante}.$$

---

(1) On a en effet :

$$ds^2 = \rho^2 d\omega^2 + d\rho^2,$$

et comme

$$d\rho = m\rho d\omega,$$

il vient

$$ds^2 = \rho^2 (1 + m^2)\, d\omega^2,$$

d'où, en remplaçant ρ par sa valeur $ae^{m\omega}$:

$$s - s_0 = \frac{a\sqrt{1 + m^2}}{m} e^{m\omega};$$

si l'arc est compté à partir du point asymptotique, il est nul pour $\omega = -\infty$, et l'expression précédente se réduit à :

$$s = \frac{a\sqrt{1 + m^2}}{m} e^{m\omega} = \rho\, \frac{\sqrt{1 + m^2}}{m}.$$

Comme, d'autre part, on a :

$$\frac{ds}{d\omega} = R, \qquad \text{il suit de là que} \qquad s = \frac{R}{m}.$$

L'intensité varie donc bien en raison inverse de l'arc, quand l'enroulement se fait en spirale, et réciproquement.

Si on connaît les valeurs I_1 et I_2 du courant aux deux extrémités de la colonne anodique, les valeurs correspondantes s_1 et s_2 de l'arc fixent la position de cette colonne sur la spirale, et la différence des arguments ω_1 et ω_2 indiquera le nombre de spires de l'enroulement.

Remarquons que plus I augmente, plus la valeur correspondante de s diminue, et plus, par conséquent, on se rapproche du point asymptotique. On voit ainsi qu'augmenter l'intensité de la décharge revient à faire glisser la colonne anodique le long de la spirale géométrique; elle semblera ainsi s'enrouler autour de l'anode comme un ressort de montre qu'on remonte.

La dernière égalité montre encore qu'il est équivalent de faire varier I ou H. Donc, en augmentant l'intensité du champ, on obtiendra le même résultat qu'en faisant croître le courant.

L'expérience vérifie entièrement ces conclusions.

Le sens dans lequel se fait l'enroulement n'est pas moins important que sa forme ; il est régi par la loi suivante :

Pour un observateur qui regarde dans la direction du champ, l'enroulement est décrit à partir de l'anode dans le sens des aiguilles d'une montre ; autrement dit *il est dextrorsum.*

Si on avait affaire à des charges positives libres, les trajectoires de ces charges seraient au contraire décrites dans le sens inverse de celui des aiguilles d'une montre (1).

Des charges négatives suivraient, il est vrai, des trajectoires dextrorsum, mais elles les décriraient dans le sens cathode-anode. Si on les considère à partir de l'anode, le sens est sinistrorsum.

Ainsi l'hypothèse d'ions positifs ou négatifs en mouvement conduit à un sens d'enroulement exactement inverse de celui qu'on observe; cette hypothèse est donc à rejeter; on est en présence de l'équilibre d'un fil et non de la trajectoire d'une masse(2) et le problème appartient au domaine de la Statique et non à celui de la Dynamique.

Cette opposition peut se mettre sous une autre forme et s'énoncer comme il suit :

La trajectoire décrite par une masse électrisée en mouvement dans

---

(1) On verra que la décharge part de l'anode : il y avait donc lieu de considérer des particules positives capables, comme celles du radium, de parcourir un grand espace dans l'air.

Les ions ordinaires, même ceux des flammes, dont la mobilité atteint 80 centimètres pour les ions positifs, seraient tellement sensibles au champ magnétique qu'ils ne pourraient s'éloigner de l'anode dans l'expérience de la *fig.* 9.

(2) De même la courbure de la parabole décrite par un projectile pesant est inverse de celle d'un fil pesant fixé en deux points (chainette).

un champ magnétique est parcourue dans un sens tel que le courant de convection produit diminue le champ magnétique.

Un conducteur parcouru par un courant et placé dans un champ s'enroule au contraire de manière à augmenter ce champ.

Or ce dernier cas est celui de la lumière positive. Celle-ci doit donc être considérée comme résultant du passage d'un véritable courant de conduction dans une chaîne de particules gazeuses immobiles ou à peu près, tendue entre l'anode et l'espace de Faraday (1er mode de décharge) ou entre l'anode et la cathode (2e mode).

Particularités de la déviation. — Quand on établit d'abord le champ, et qu'on fait ensuite passer la décharge, la lumière positive apparaît toute déviée. Il n'y aurait là aucune difficulté dans l'hypothèse balistique, une trajectoire étant complètement définie par les conditions initiales, c'est-à-dire avant d'être parcourue. Mais, cette hypothèse étant inadmissible et la colonne anodique ayant les propriétés d'un conducteur parcouru par un courant, il semble que la déviation devrait partir de zéro; on s'attendrait ainsi à voir la colonne anodique, d'abord rectiligne, se déplacer rapidement jusqu'à sa position d'équilibre et balayer ainsi une aire. Ce régime variable se répétant avec un courant intermittent 40 ou 50 fois par seconde, cette aire serait extrêmement visible : or on n'observe rien de semblable [1].

L'explication de cette anomalie est entièrement comprise dans la comparaison suivante; imaginons qu'un fil de platine soit légèrement tendu dans un champ magnétique et qu'on fasse passer dans ce fil un courant capable de le porter au rouge en régime permanent : l'incandescence s'établit lentement, l'inertie calorifique l'emporte sur l'inertie mécanique et le fil est complètement dévié avant de rougir, c'est-à-dire avant d'être visible par sa lumière propre.

Il en est de même avec la lumière positive. Le courant peut parfaitement passer dans la chaîne anodique sans pour cela la rendre immédiatement incandescente. On en a la preuve en répétant simplement l'expérience de De La Rive; avec un courant convenable ($0^{amp},04$, valeur moyenne rapportée à une alternance admise par la soupape), on obtient vers 2 centimètres de pression un beau ruban

(1) Si le champ est intense (200 unités au moins), la lumière positive est à la fois déviée et étalée, mais la nappe lumineuse qu'elle donne est limitée non par une droite et une courbe, mais par deux courbes correspondant à des déviations différentes (courants d'intensités différentes). Avec la décharge d'un microfarad, cet étalement même disparaît comme le montre la *fig.* 9.

lumineux qui tourne régulièrement autour du barreau de fer aimanté. Si la rotation est rapide, l'aspect est celui d'une surface de révolution

FIG. 10.

réduite à un certain nombre de méridiennes brillantes (1). Ces méridiennes correspondent aux phases de plus grand éclat de la lumière positive tournante (2). L'existence d'intervalles obscurs séparant ces

(1) Ces lignes lumineuses sont presque toujours tordues en hélice, parce que le champ qui les entraîne n'a pas la même valeur tout le long du barreau. Il y a retard pour l'extrémité située loin de la bobine magnétisante, et cela quel que soit le sens du courant ; il n'y a pas à proprement parler enroulement électrodynamique, mais simplement retard mécanique par résistance du milieu.

(2) Pour une valeur convenable du champ, la durée d'un tour correspond à un nombre exact de périodes et le phénomène paraît fixe. On a, à ce moment, un

FIG. 11.

moteur synchrone multipolaire à inducteur fixe et à induit gazeux mobile, avec stroboscopie automatique (*fig.* 11, photographie posée).

méridiennes prouve que la chaîne anodique a pu tourner sans être visible ; comme la rotation suppose le passage du courant, la conclusion est évidente. C'est ce phénomène que représente la *fig.* 10.

Reprenons maintenant la précédente comparaison et supposons qu'on fasse passer dans le fil de platine la décharge d'une bouteille de Leyde : le courant atteindra une valeur énormément supérieure à celle qui suffirait à rougir le fil en régime permanent, mais sa durée sera extrêmemen courte ; l'inertie mécanique l'emportera cette fois sur l'inertie calorifique ; le fil sera porté au rouge avant d'avoir été dévié d'une manière appréciable, et il semblera ainsi que cette décharge est insensible au champ magnétique [1].

Ce qu'on observe avec la lumière positive est tout à fait semblable ; la décharge d'une bouteille de Leyde est à peine déviable ; celle d'un

(1) Le problème peut être traité d'une manière très simple en supposant un fil rectiligne non pesant et entièrement libre, mais pourvu d'inertie. En courant continu d'intensité i, le régime variable est de durée négligeable vis-à-vis du temps nécessaire pour rougir le fil (au moins $\frac{2}{10}$ de seconde pour un filament de lampe), et la force exercée par le champ sur le fil est constante, ainsi que l'accélération correspondante γ.

Le déplacement pendant le temps t nécessaire pour produire l'incandescence est :

$$\delta = \frac{1}{2}\gamma t^2.$$

Dans le cas du condensateur, l'expérience montre (*fig.* 9) que le courant est pratiquement constant pendant la durée de la décharge. Supposons les choses arrangées de telle sorte qu'il en soit de même pour le fil considéré ici. Soit i' le courant, t' sa durée et γ' l'accélération ; le déplacement sera :

$$\delta' = \frac{1}{2}\gamma' t'^2.$$

Mais les accélérations sont entre elles dans le même rapport que les courants. Il en résulte que

$$\frac{\delta'}{\delta} = \frac{i'}{i}\frac{t'^2}{t^2}.$$

D'autre part, en négligeant la déperdition par rayonnement, on a :

$$ARi^2t = ARi'^2t' ;$$

d'où :

$$\frac{t'}{t} = \frac{i^2}{i'^2}.$$

Le rapport des déplacements est donc :

$$\frac{\delta'}{\delta} = \frac{i^3}{i'^3} = \sqrt{\frac{t'^3}{t^3}}.$$

Les écarts sont en raison *inverse* des cubes des intensités ou proportionnels aux puissances $\frac{3}{2}$ des durées de décharge.

microfarad l'est notablement, sa durée et son intensité étant plus grandes, et la déviation devient très forte si on ralentit la décharge au moyen d'une résistance inductive.

ACTIONS ÉLECTROSTATIQUES.

Si la lumière positive résulte de l'incandescence d'un conducteur gazeux fixe, les divers points de ce conducteur sont à des potentiels différents et, si on rapproche deux de ces points, il doit y avoir attraction. L'expérience est très facile à réaliser avec un tube en U à branches rapprochées. Le courant doit être faible et la chute de potentiel aussi grande que possible. On réussit très bien avec l'interrupteur Wehnelt ou avec l'alternateur de 500 ∿ du Laboratoire de l'Ecole normale; cette fréquence élevée permet d'obtenir facilement de hauts voltages et d'opérer par suite à de fortes pressions (5 à 8 centimètres). Dans ces conditions, l'action des parois devient insignifiante.

Le résultat est alors le suivant : pour des courants très faibles ($0^{amp},001$ à $0^{amp},004$ moyen), l'action électrodynamique qui tend à

Fig. 12.

ouvrir la boucle en U formée par la chaîne anodique est faible, comparée à l'action électrostatique, et il y a attraction; quand le courant augmente, la répulsion des deux courants parallèles et de sens contraire compense de plus en plus l'attraction et finit par prédominer vers $0^{amp},1$ (*fig.* 12).

On a une représentation exacte du phénomène avec un fil de soie mouillé suspendu en forme d'U aux bornes du transformateur. Suivant l'intensité du courant, on a une attraction ou une répulsion des deux brins du fil.

Un conducteur suspendu à une anode doit nécessairement présenter une électrisation positive. Il en est de même de la chaîne anodique. Des expériences faciles à imaginer permettent de vérifier que cette chaîne est attirée par un objet chargé négativement, mais le phénomène est particulièrement frappant avec le courant à 500 ∿. Tout se passe, surtout aux fortes pressions, comme si le tube de verre n'existait pas, et il suffit d'approcher la main à 8 ou 10 centimètres du tube pour attirer la colonne positive, comme on le ferait de la feuille d'or d'un électroscope à cage de verre. Or la main est toujours cathode, et le résultat est d'ailleurs sensiblement le même en approchant du tube une plaque métallique reliée au pôle de la source qui alimente la cathode par l'intermédiaire de la soupape. De cette manière le potentiel de la plaque est aussi bas que possible et la charge alternative de la plaque n'est pas en cause, car elle est nécessairement cathode pendant l'alternance utilisée [1].

CHRONOPHOTOGRAPHIE DE LA DÉCHARGE.

Le dispositif expérimental constamment employé a été le suivant : un objectif extra-lumineux (ouverture $\frac{f}{4}$ environ), adapté à une petite chambre noire, donnait une image réelle de l'étincelle. Près du plan focal conjugué était disposée une large fente encadrant l'image ; dans ce plan focal pouvait glisser une plaque sensible placée dans un châssis à coulisse : le déplacement se faisait à la main. Dans le cas où l'ampoule était alimentée directement par un transformateur, l'intervalle de deux images successives donnait automatiquement la mesure du temps, la fréquence du courant étant exactement connue (42 périodes par seconde).

La *fig.* 13 montre le résultat obtenu quand la décharge se produit dans un ballon rempli d'air à la pression de 15 millimètres, la distance des électrodes étant de 11 centimètres. Une soupape étant intercalée dans le circuit, les images se succèdent à une période d'intervalle $\left(\frac{1}{42}\text{ de seconde}\right)$

(1) Si on relie la plaque à la cathode du tube, après la soupape par conséquent, son potentiel est un peu moins bas. Sa charge n'en est d'ailleurs pas moins alternative, une soupape laissant toujours passer, dans le sens où elle réagit, le courant qui provoque sa réaction, et qui suffit pour charger une capacité aussi petite que celle d'une plaque métallique d'un demi-décimètre carré.

Si l'on imagine une fente étroite perpendiculaire à l'axe des temps et posée sur l'épreuve, la bande ainsi découpée représente la lumière positive à un instant donné. En déplaçant cette fente parallèlement

Axe des temps

Fig. 13. — Chronophotographie montrant que la lumière positive part de l'anode. Electrodes distantes de 11 centimètres dans un ballon rempli d'air à 15 millimètres.

La décharge est d'abord photographiée sur la plaque au repos (image supérieure). Cette partie de la plaque est ensuite masquée par le volet du châssis et ce dernier, ramené à un bout de la coulisse, est mis en mouvement et passe en vitesse devant l'objectif. L'inconvénient de la courbure imprimée à la lumière positive par l'air chaud est évité en plaçant l'appareil photographique verticalement au-dessus du ballon ; on a ainsi une projection horizontale rectiligne de la décharge.

Le temps croît de haut en bas sur la figure. Les décharges se succèdent à $\frac{1}{42}$ de seconde d'intervalle (courant alternatif avec soupape).

à elle-même, on voit immédiatement que la lumière positive part de l'anode, s'allonge lentement (vitesse, $6^m,7$ par seconde), et que la tête de cette colonne lumineuse est beaucoup plus brillante que le reste. Avec un objectif moins lumineux, l'image se réduirait à une bande inclinée, comme si le phénomène consistait simplement dans le déplacement d'une nébulosité lumineuse partant de l'anode comme

un projectile. D'autres expériences ont montré que ce surcroît d'éclat du front de la colonne anodique tie
présence de gaz neuf, non encore ioı

Quant à la gaine négative, elle
long de l'électrode, sa longueur suiv
tions d'intensité du courant pendant

Axe des temps

Fig. 14 — Chronophotographies de la déc
mètres de diamètre, à la pression de 15 n
47 centimètres. Voltage efficace, 4 000 vo
père moyen) : à droite, courant plus inte
La comparaison avec la *fig.* 13 montre
décharge est ici beaucoup plus grande.
En haut, photographies sur plaque au
vement; distance de deux points homol

Si on remplace le ballon par un l
à peu près comme la distance des
à peine. Avec le même courant q
deviennent cependant beaucoup plus

cette vitesse serait au contraire constante pour un même champ et une même pression (*fig.* 14).

L'emploi du tube fait apparaître un autre phénomène, tout à fait singulier ; la colonne positive tend à se décomposer en plusieurs segments qui commencent en même temps par le côté anodique et dans lesquels la luminosité se déplace encore avec des vitesses très faibles dans le sens anode-cathode.

La *fig.* 14 montre nettement cette tendance, qui ne se manifeste d'ailleurs qu'au-dessus d'une certaine intensité. On voit de plus, par l'écartement des images, presque double de celui de la *fig.* 13, que la vitesse a beaucoup augmenté. Quelques décharges isolées dans la masse gazeuse se voient également, progressant aussi dans le sens anode-cathode.

Cette fragmentation devient très franche quand on augmente beaucoup la fréquence, et paraît tenir à la modification subie par le gaz.

Fig. 15. — Fragmentation de la lumière positive. — Courant alternatif sans soupape ; tube de 5 centimètres ; pression, 15 millimètres ; à gauche, distance des électrodes : 47 centimètres ; à droite, distance des électrodes : 90 centimètres.

Tous les segments s'allument simultanément et dans chacun d'eux la lumière progresse dans le sens anode-cathode, sens ici alternatif.

La fréquence (42 périodes) est la même que pour la *fig.* 14. On voit que la vitesse de progression de la décharge est ici beaucoup moindre.

On l'obtient aussi très facilement, avec le courant à 42 périodes, en laissant passer les deux alternances, de manière à réduire beaucoup le temps écoulé entre deux décharges. On obtient ainsi le résultat de la *fig.* 15 sur laquelle on voit, en haut, l'image sur plaque immobile, c'est-à-dire l'aspect du tube, et au-dessous la série chronographique montrant nettement que les vitesses sont très faibles et dirigées dans

le sens anode-cathode, sens ici alternatif. La fréquence étant doublée, l'ionisation est plus intense, les têtes des diverses colonnes positives ont seules assez d'éclat pour impressionner la plaque, et les images sont des lignes, ou plutôt des bandes inclinées.

Quand on fait cette expérience en commençant par un courant intense, la colonne positive est continue d'aspect. Si on diminue l'intensité, des nodosités apparaissent comme sur un fil de platine chauffé presque à la température de fusion, puis la fragmentation se produit, donnant l'illusion d'une veine liquide qui se rompt quand on cherche à l'amincir.

Axe des temps

Fig. 16. — Arc à haut voltage à la pression atmosphérique. — Courant alternatif avec soupape (fréquence 42). Entre les deux décharges de même sens on voit un trait pâle (aigrette anodique), indiquant ce que laisse passer la soupape dans le sens où elle réagit. Distance des électrodes 1 centimètre.

Ce n'est pas seulement dans les tubes de Geissler que s'observe l'établissement de la colonne anodique dans le sens anode-cathode : le phénomène est exactement le même à la pression ordinaire et la vitesse est de même ordre (*fig.* 16).

Il est intéressant de photographier sur plaque mobile la décharge

d'un condensateur $\left(\frac{1}{2}\right.$ à 1 microfarad$\left.\right)$. On obtient alors les résultats reproduits par la *fig.* 17. Pour de faibles charges, la lumière positive s'allonge à partir de l'anode, conserve un instant une longueur constante (régime permanent), puis disparaît en laissant subsister cepen-

Axe des temps

FIG. 17. — Chronophotographies obtenues avec le dispositif de la *fig.* 1 (décharge d'un condensateur). — Distance des électrodes, 10 centimètres, pression, 15 millimètres.

I. 2400 volts. — Phénomène de Geissler avec régime permanent. Décharge visiblement incomplète du condensateur.

II. 2500 volts. — Phénomène de Geissler suivi d'un arc déchargeant complètement le condensateur et éteignant la lumière négative.

III. 3000 volts sans résistance. — Durée inappréciable.

IV. 3000 volts, 200 à 300 ohms. — Durée notable.

V. 3000 volts, 5000 ohms. — Suppression de l'arc et retour au cas n° I.

dant à l'anode une aigrette se traduisant sur l'épreuve par un trait a, et on voit ainsi que le condensateur ne s'est pas entièrement déchargé.

Pour une charge plus forte (*fig.* 17, II), l'intensité arrive à la valeur qui permet l'allumage de l'arc, celui-ci donne un trait lumineux perpendiculaire à l'axe des temps, donc de durée inappréciable, et, après son passage, il ne subsiste pas d'aigrette aux électrodes; en outre, la gaine négative disparaît à l'instant où l'arc se produit.

Le numéro III de la même figure montre le trait de feu établi plus rapidement encore (charge à 3000 volts pour 10 centimètres d'étincelle). La durée est inappréciable. Au numéro IV on voit une décharge obtenue avec le même voltage, mais en interca-

lant une résistance : la durée devient mesurable et on voit que le trait de feu part de l'anode.

Enfin, au numéro V, la résistance intercalée étant considérable (5 000 ohms), l'intensité n'a pu atteindre la valeur disruptive et on retrouve l'aspect du numéro I [1].

On voit ainsi qu'il n'existe aucune différence essentielle entre les décharges avec ou sans espace de Faraday. L'une et l'autre partent de l'anode, et de leur intensité seule dépend la possibilité d'atteindre la cathode.

PHÉNOMÈNES MÉCANIQUES. — EXPÉRIENCE DE MELDE.

La cohésion, apparente ou réelle, de la lumière positive et la tension qu'il faut lui attribuer pour expliquer la déviation magnétique permettent de prévoir que ce conducteur peut être traité, au point de vue mécanique, comme un fil matériel tendu.

La condition essentielle à réaliser est évidemment de donner à ce conducteur une existence permanente ; un courant continu serait sans doute parfait à ce point de vue, mais l'expérience a prouvé qu'un courant intermittent peut suffire, pourvu que les intermittences se succèdent avec une fréquence très élevée ; la chaîne anodique n'a pas le temps de se disloquer dans l'intervalle de deux décharges.

Ce résultat a été obtenu en employant le courant d'un alternateur à 500 périodes que M. H. Abraham a bien voulu mettre à ma disposition, ce dont je suis heureux de le remercier. Avec un transformateur et une soupape on obtient ainsi des décharges séparées par des intervalles peu supérieurs à $\frac{1}{1000}$ de seconde, ce qui est presque la continuité.

Cette fréquence élevée permet d'atteindre facilement de hauts voltages avec une simple bobine de Ruhmkorff comme transformateur, et l'emploi de pressions élevées (2 à 8 centimètres de mercure) devient possible. Dans ces conditions, l'effet d'écran produit par les

[1] Dans mes premières expériences, j'avais attribué ce ralentissement à la self-induction. J'ai vérifié qu'une résistance purement ohmique produit les mêmes effets. Mais il est évident que les résultats seraient les mêmes avec un circuit peu résistant à grande constante de temps, la diminution d'intensité suffisant à empêcher l'établissement de l'arc.

parois du tube à gaz raréfié devient insignifiant ; tout se passe comme si on opérait à l'air libre.

On observe ainsi très aisément l'attraction de la chaîne anodique par un objet chargé négativement et placé à l'extérieur du tube. Il suffit même d'approcher la main pour attirer cette chaîne, comme la feuille d'or d'un électroscope dépourvu de cage protectrice, et on la fait aisément osciller à la manière d'une corde librement suspendue, l'anode étant placée à la partie supérieure du tube disposé verticalement.

On est ainsi conduit à réaliser l'expérience de Melde en prenant comme corde vibrante la lumière positive. Il suffit pour cela d'agiter l'extrémité cathodique en faisant osciller soit la cathode, montée par exemple sur une lame de ressort (1), soit une fourche métallique extérieure portée par une lame flexible et dont les branches attirent la lumière positive alternativement à droite et à gauche, la fourche étant reliée au sol ou à la cathode de la source.

En donnant à l'extrémité cathodique de la chaîne anodique une impulsion brusque aller et retour, on obtient une onde transversale qui se propage jusqu'à l'anode, simulant exactement ce qu'on observe dans l'expérience classique de la corde suspendue.

Si on fait osciller régulièrement cette même extrémité cathodique, on a les aspects instantanés représentés par la *fig.* 18 (n° I).

Pour une période convenable, on obtient des nœuds et des ventres (*fig.* 18, n° II), comme dans une expérience de Melde qui, toutefois, serait mal réglée.

Le numéro III de la même figure montre le résultat obtenu à la pression de 5 centimètres, l'agitation étant faite par la fourche oscillante dont la période est aisée à régler. La photographie a été faite avec une pose simplement courte, chaque épreuve donnant ainsi toutes les positions comprises entre deux phases distinctes.

Le numéro IV est la photographie obtenue dans les mêmes conditions, mais sur plaque mobile. On voit toutes les positions successives de la chaîne oscillante. Il suffirait de calquer les diverses

(1) Pour les vibrations rapides, la cathode était une tige d'aluminium montée à l'extrémité d'une lame d'acier encastrée, et chargée d'une masse assurant l'entretien du mouvement pendant une dizaine de secondes. L'impulsion était donnée par un choc sur le tube ou avec un petit aimant. Les oscillations lentes étaient produites par une cathode montée entre pivots à peu près comme une pendule de Kater. La partie inférieure était lestée par une masse de fer permettant la manœuvre à l'aide d'un aimant.

termittence près, tout à fait semblable à celui d'une traînée de poudre : à un instant donné, il n'y a de lumière que sur une très petite

Fig. 19.

longueur, ce qui est brûlé n'en émettant plus et ce qui est intact n'en donnant pas encore.

Le phénomène est donc le suivant : la chaîne anodique est constituée, déviable à l'aimant ou par attraction électrostatique, mais invisible encore ; puis l'émission de lumière commence à l'anode et s'étend progressivement le long de la chaîne, l'éclat étant maximum sur le front d'attaque, très faible sur la partie déjà parcourue et en quelque sorte brûlée. La vitesse de progression étant très petite, le trajet parcouru pendant la durée d'une décharge (moins de $\frac{1}{1000}$ de seconde) n'est que de 20 millimètres environ. A la décharge suivante, le gaz brûlé n'est pas revenu à l'état initial, et tout se passe comme s'il n'y avait pas eu d'interruption ; l'incandescence repart du point où elle avait cessé, parcourt un nouveau trajet de 20 millimètres, qui chevauche un peu sur le précédent, s'éteint encore une fois, et ainsi de suite jusqu'à l'espace de Faraday. Le trajet total est donc parcouru en plusieurs étapes au lieu de l'être d'un seul coup ; ceci était à prévoir, la fréquence du courant ne pouvant évidemment augmenter la vitesse de progression de l'incandescence du gaz.

Tout cela est aisé à vérifier en photographiant, sur plaque mobile,

le début de l'allumage, la chaîne anodique étant laissée en repos (*fig.* 18, n° V, et *fig.* 20). On voit alors très nettement que cet allu-

Fig. 20.

mage se fait par bonds successifs, et qu'il a fallu (dans cette expérience) sept périodes pour atteindre l'espace de Faraday.

Mais, pendant ce temps relativement grand $\left(\frac{7}{500}\text{ de seconde}\right)$, le gaz modifié a pu se reconstituer, et l'allumage recommence à l'anode pour donner une seconde fois la même série d'échelons.

On voit, en outre, qu'au bout d'un grand nombre de périodes la luminescence devient extrêmement faible. Cet affaiblissement n'avait pas lieu quand la chaîne anodique oscillait; il faut donc l'attribuer à l'accumulation du gaz modifié sur le trajet fixe de la décharge. Ici encore on voit que l'ionisation n'est pas favorable à l'émission de la lumière.

INFLUENCE DE LA DISTANCE DES ÉLECTRODES.

Dans un large tube AC (*fig.* 21), disposons deux électrodes planes de même diamètre que le tube, et dont l'une sera mobile à coulisse [1], l'anode par exemple. Supposons la distance des plateaux

[1] L'extrémité libre de la tige *t* est terminée par un petit cylindre de fer. Le déplacement se fait au moyen d'une courte bobine qu'on fait glisser sur le tube de verre contenant la coulisse. Il est avantageux que la bobine soit parcourue par un courant alternatif, les vibrations produites par ce courant supprimant les frottements au départ.

La cathode doit être absolument jointive et, pour cela, munie en arrière d'un large rebord ; sans cette précaution, la décharge peut en faire le tour.

d'abord très grande, et le vide tel que l'épaisseur *ab* de l'espace obscur de Hittorf soit petite comparée au diamètre du tube (5 à 6 millimètres pour un diamètre de 6 centimètres au moins).

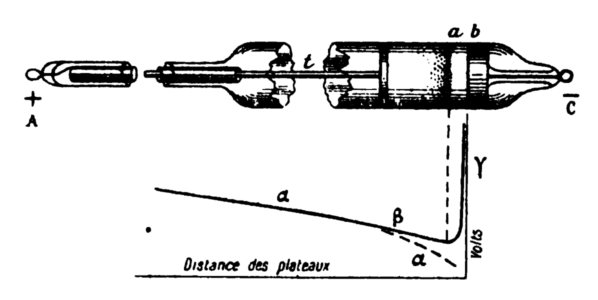


Fig. 21.

Faisons passer dans l'appareil un courant continu et rapprochons l'anode de la cathode en réglant le voltage de manière à maintenir l'intensité constante.

Le mouvement de l'anode raccourcit d'abord la colonne positive par son extrémité anodique sans modifier les autres parties de la décharge. Comme le gradient est constant dans la lumière positive, la décroissance du voltage aux électrodes se fait linéairement, et il en est ainsi jusqu'à l'espace de Faraday. A partir de ce moment on est dans la région où, l'ionisation cathodique supprimant la lumière positive, le courant passe par convection seulement. Le rapprochement de l'anode a pour effet de raccourcir le chemin que les ions doivent parcourir. et, pourvu que le champ demeure constant, le courant ne variera pas. Le voltage diminuera encore linéairement, mais suivant une loi différente de la précédente.

Cette décroissance continuera jusqu'à l'espace obscur de Hittorff, mais un autre phénomène interviendra alors : j'ai montré que tout obstacle placé dans cet espace gêne l'alimentation de la cathode par l'afflux cathodique [1]. Le débit, proportionnel au nombre des particules constituant l'afflux, diminuera donc et, pour le maintenir constant, il faudra relever le voltage aux électrodes ; on obtiendra ainsi

[1] En particulier, si le tube est obturé par un diaphragme perforé placé dans l'espace obscur, l'émission cathodique se fait presque uniquement par les points situés en face des centres des ouvertures du diaphragme.

la courbe représentée au-dessous du tube sur la même figure [1].

Il résulte de ce qui précède que *la différence de potentiel nécessaire au passage de la décharge entre deux plateaux est minima quand la distance des plateaux est exactement égale à l'épaisseur de l'espace obscur de Hittorff.*

On verra plus loin que la décharge ne peut avoir lieu qu'à partir d'une intensité minima. D'autre part, l'épaisseur de l'espace obscur augmente quand l'intensité diminue. On est ainsi conduit à l'énoncé suivant :

Le voltage nécessaire à l'établissement d'une décharge électrique entre plateaux parallèles est minimum quand la distance des plateaux est égale à l'épaisseur d'espace obscur qui correspond au courant minimum exigé par la décharge [2].

Construite pour ce courant critique, la courbe précédente ne peut être qu'identique à la courbe dite de Paschen.

D'après ce qu'on vient de voir, cette courbe résume les lois de trois phénomènes essentiellement distincts : la lumière positive, la convection dans l'espace de Faraday, l'alimentation de la cathode (régions α, β, γ de la courbe); on comprend qu'il soit difficile de traduire cette courbe par une fonction simple.

Il est d'ailleurs facile de vérifier que le relèvement du potentiel explosif le long de la branche γ est bien dû aux phénomènes cathodiques. Il suffit de prendre pour électrodes deux plateaux minces (1 millimètre) d'un diamètre très légèrement inférieur à celui du tube. Quand les plateaux sont à une distance inférieure à l'épaisseur de l'espace obscur, la décharge allonge d'elle-même son trajet *en contournant la cathode*, et jamais en contournant l'anode.

Dans l'expérience précédente, on pourrait maintenir le voltage constant et obtenir l'extinction de la décharge en rapprochant les

---

(1) Il est commode de réaliser un courant constant au moyen d'une source à très haut voltage, en série avec une très forte résistance. Dans ces conditions, le tracé de la courbe est très facile; il suffit de lire à tout instant les indications d'un voltmètre statique relié aux points A et C.

(2) Il conviendrait de dire : « Entre plateaux parallèles *indéfinis.* » Pratiquement l'épaisseur *ab* de l'espace obscur doit être négligeable vis-à-vis du diamètre des plateaux. Si elle est trop grande, le minimum du voltage a lieu pour une distance des plateaux supérieure à *ab*. Cela résulte de l'électrisation positive perturbatrice des parois, électrisation qui resserre, comme je l'ai démontré, l'afflux cathodique, diminue la section utile de la cathode et réduit le débit. Tout se passe comme si une anode annulaire était placée dans l'espace obscur. Il faut donc rendre insignifiante cette action des parois, et cette condition serait précisément réalisée avec des plateaux de largeur infinie.

électrodes, ou l'allumage en les écartant (branche γ). Cette réversibilité ou réciprocité caractérise le phénomène de Geissler. Supposons maintenant qu'on laisse l'intensité prendre une valeur telle que l'arc s'établisse. Il n'y aura plus alors d'espace de Faraday ni de phénomènes cathodiques, et la branche γ de la courbe disparaîtra ainsi que la partie β. On pourra encore observer l'allumage par écartement des électrodes, parce que, dans l'établissement d'une décharge quelconque, l'intensité part nécessairement de zéro et, qu'avant d'arriver à l'arc, on passera par le phénomène de Geissler. Mais, une fois l'arc établi, on ne pourra pas l'éteindre en rapprochant les électrodes, et la réversibilité dont il était question plus haut n'existera plus. La courbe se réduira à la branche α, qui se prolongera jusque vers l'origine.

Ainsi la courbe qui représente la relation entre le potentiel explosif et la distance des électrodes est, aux retards près, applicable aussi bien à l'extinction qu'à l'établissement du phénomène de Geissler. Elle ne s'applique pas à l'arc une fois établi et se réduit à la branche qui correspond à la lumière positive.

ROLE PRÉPARATOIRE DES IONS.

Il est tout à fait manifeste qu'une ionisation intense gêne l'étincelle électrique, supprime par exemple la lumière positive, empêche l'établissement de l'arc et transforme la décharge lumineuse en un courant de convection obscur. Il n'est cependant pas niable qu'une légère ionisation abaisse le potentiel explosif et paraît même nécessaire à l'établissement de la décharge.

D'autre part, c'est généralement par défaut d'intensité, et non insuffisance de voltage, qu'une décharge électrique s'éteint[1]. C'est précisément cette condition d'un minimum d'intensité qui fait disparaître la contradiction.

Reprenons le tube de la *fig.* 21 et relions ses électrodes à une batterie d'accumulateurs par l'intermédiaire d'une résistance très forte (supérieure à 10 mégohms) et d'un galvanomètre.

L'électrode mobile étant, par exemple, d'abord trop près de la cathode, éloignons-la progressivement de celle-ci : à un certain

(1) On a vu en effet que, sauf pour les tubes de Crookes où la lumière positive manque ou n'est pas prépondérante, le voltage baisse à mesure que l'intensité augmente.

moment le galvanomètre accuse le passage d'un très faible courant qui augmente si on fait croître la distance des plateaux et diminue dans le cas contraire. L'intensité peut ainsi varier de quelques cent-millionièmes à quelques millionièmes d'ampère et suit exactement, d'une manière en quelque sorte réversible, les variations de distance des électrodes, sous la seule condition qu'on ne dépasse pas une certaine intensité.

Si on place le tube dans un champ magnétique longitudinal, variable à volonté, le courant augmente ou diminue en suivant exactement les variations de la force magnétique. Un champ transversal affaiblit le courant ou même le supprime.

Il est tout à fait évident qu'on est en présence d'un courant de convection. Des ions sont produits, transportent l'électricité d'une électrode à l'autre, mais sont en partie arrêtés par les parois du tube. Le champ longitudinal oblige ces ions à décrire des hélices et les canalise ainsi dans des tubes de force. La déperdition latérale diminue et le courant augmente. Comme on doit s'y attendre, cette augmentation cesse quand tous les ions sont captés, c'est-à-dire à partir d'une certaine valeur, évidemment faible, du champ magnétique; quelques dizaines d'unités suffisent pour cela. Un champ transversal rejette au contraire les ions sur les parois et supprime le courant. Ces propriétés sont absolument caractéristiques de cette phase de la décharge.

Supposons maintenant qu'en écartant les électrodes, ou au moyen du champ magnétique, on dépasse une certaine intensité, aussitôt le courant se met à augmenter de lui-même plus ou moins vite; sa valeur devient dix ou vingt fois supérieure à la limite qu'on venait de franchir, et en même temps le voltage aux électrodes baisse énormément par suite de la chute de tension dans la résistance; sans cette dernière, on arriverait généralement à l'arc.

A partir de ce moment, les propriétés du tube en activité sont complètement transformées, un champ longitudinal n'a plus qu'une action insignifiante sur l'intensité : de même pour le champ transversal. Le phénomène est donc tout autre que précédemment, et par conséquent on n'a plus affaire à un pur courant de convection, on est en présence du phénomène de Geissler, d'ailleurs visible dans l'obscurité.

Remarquons maintenant que cette transformation, due à un accroissement d'intensité, a été accompagnée d'une forte baisse de voltage

(50 0/0 par exemple). Ce voltage était donc, dans la première partie de l'expérience, plus que suffisant pour que la décharge soit possible. L'ionisation existait, puisque le courant passait; toutes les conditions requises semblaient donc réalisées ; cependant la décharge ne s'établissait pas. Il paraît donc évident qu'une certaine intensité est nécessaire pour que la décharge se constitue, et qu'il y a en particulier un véritable seuil pour la formation de la chaîne anodique. On a déjà vu quelque chose d'analogue à propos des phénomènes précurseurs.

Cette conclusion paraît d'autant plus naturelle que la résistance de la chaîne anodique possède la remarquable propriété de diminuer à mesure que le courant augmente, jusqu'à devenir presque nulle quand l'arc est établi.

Ainsi l'ionisation est bien nécessaire pour préparer la route de l'étincelle, le courant de convection qu'elle produit servant à franchir le seuil d'établissement de la décharge proprement dite.

En résumé, la lumière positive ou anodique n'est pas un ensemble de particules indépendantes les unes des autres ; c'est *un* objet dont toutes les parties sont liées entre elles et qui se comporte comme un conducteur flexible et extensible.

Cet objet, comparable peut-être à un tourbillon, ou à une chaîne de limaille dans un champ magnétique, ou à une veine fluide, est d'autant plus important, plus stable et plus conducteur que le courant est plus intense ; il ne se constitue qu'à partir d'une certaine intensité, d'où la nécessité d'un amorçage par le courant de convection résultant d'une ionisation préalable. Enfin il est détruit ou désagrégé par une ionisation excessive.

L'arc électrique, l'étincelle oscillante d'un condensateur, la luminescence instantanée d'une ampoule sans électrodes dans un champ croissant sont des décharges intenses réduites par cela même à la lumière positive sans gaine négative ni chute cathodique.

Dans un tube de Crookes, tout se réduit au contraire à des phénomènes cathodiques.

Le phénomène de Geissler est une décharge assez peu intense pour que l'ionisation cathodique puisse désagréger la lumière positive près de la cathode (espace obscur de Faraday). C'est la décharge au maximum de différentiation.

Le transport de l'électricité par simple convection, c'est-à-dire par des ions libres, ne produit pas de lumière.

RECHERCHES SUR LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES SOLUTIONS ET DES CORPS DISSOUS(1);

Par M. C. CHÉNEVEAU.

De nombreux travaux ont été publiés sur la réfraction des solutions. Les uns, d'ordre expérimental, ont souvent mené à des conclusions contradictoires, parce qu'à mon avis certains auteurs ont cru atteindre dans leurs mesures une exactitude qu'ils ne pouvaient obtenir; les autres, d'ordre théorique, ont permis de rattacher aux diverses hypothèses sur la nature de la lumière les faits que l'expérience paraissait avoir le plus solidement établis. L'étude de la dispersion a été beaucoup plus négligée.

Je vais essayer de résumer ici les recherches que je poursuis depuis plusieurs années sur le pouvoir réfringent et le pouvoir dispersif des solutions.

Je n'insisterai pas sur les méthodes et les appareils de mesure. J'ai utilisé plus particulièrement pour la mesure de la réfraction le réfractomètre de précision de Féry, pour la mesure de la dispersion le réfractomètre de précision de Pulfrich; la modification apportée au réfractomètre de Féry, sous le nom de spectroréfractomètre(2), m'a servi à contrôler certains résultats. J'ai pu vérifier ces divers appareils à l'aide d'une méthode absolue d'autocollimation : pour l'application de cette méthode, un appareil définitif est à l'étude, et j'espère y revenir prochainement.

I. Si l'on admet que la contraction de volume due à la solution d'un corps entraîne, aux erreurs d'expérience près, une variation équivalente de l'indice, on peut trouver théoriquement l'influence du corps dissous dans un seul solvant sur la propagation de la lumière, soit dans le cas où la loi de Gladstone (Beer et Landolt), $\frac{n-1}{d} = C^{te}$, soit dans le cas où la loi de Lorentz (Lorenz) $\frac{n^2-1}{(n^2+2)\,d} = C^{te}$, sont applicables (3).

(1) Cet article est le résumé d'une thèse soutenue en juin 1907 devant la Faculté des Sciences de Paris (*Ann. de Ch. et de Phys.*, t. XII, 8e série, 1907, p. 218 et 289).

(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. V, 1906, p. 649.

(3) La loi de Gladstone (Gladstone et Dale, *Phil. Transactions*, t. CXLVIII, 1858, p. 889) est une conséquence de cette considération que le retard optique apporté à la propagation de la lumière par la matière dépend de l'épaisseur de matière

On peut en effet montrer d'abord que, pour la solution, $n - 1$ ou $g = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$ [1] est la somme de deux termes, l'un $\Delta_1 = n_s - 1$ ou $g_s = \Delta_2 = \frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2}$ provenant du corps dissous, l'autre $n_e - 1$ ou $g_e = \frac{n_e^2 - 1}{n_e^2 + 2}$ provenant du solvant, et ensuite que l'on peut calculer l'indice actuel du solvant dans la dissolution en supposant vraies la loi de Gladstone ou la loi de Lorentz pour les variations de l'indice avec le volume.

L'influence du corps dissous sur la propagation de la lumière, ainsi déterminée par différence entre l'action optique de la solution mesurée directement et celle du solvant que l'on peut calculer, a été d'abord étudiée dans les solutions aqueuses ; mais cette manière d'opérer est générale et permet également d'obtenir l'influence optique du corps dissous dans plusieurs solvants à la fois. Or, s'il n'y a pas, en général, de relation simple entre l'indice et la composition de la solution en volume ni le pourcentage en poids, ni la concentration (les représentations graphiques de ces relations ne permettent d'ailleurs jamais de mettre en évidence des hydrates définis, sauf lorsqu'elles présentent un maximum), l'influence du corps dissous sur la propagation de la lumière, Δ, est, quelle que soit la loi reliant l'indice à la densité, sensiblement proportionnelle

---

traversée, c'est-à-dire du nombre de molécules et conséquemment de la densité.

Dans les idées de Clausius sur les diélectriques, la loi de Lorentz entraîne la conception de particules sphériques conductrices séparées par des intervalles vides de matière. M. G. Sagnac (*J. de Phys.*, 4e série, t. VI, 1907, p. 273) a donné une démonstration très simple et très rapide de la loi de Lorentz en s'appuyant sur les idées de Clausius et de sir W. Thomson relatives aux diélectriques.

La loi $\frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2) d} = C^{te}$ peut s'établir, comme Lorentz l'a montré le premier (*Wied. Ann.*, t. IX, 1880, p. 641), en s'appuyant sur la théorie électromagnétique de la lumière.

En même temps que Lorentz, Lorenz (*Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 70) arrivait à la même formule en admettant que les corps étaient composés de molécules séparées par des intervalles dans lesquels la vitesse de la lumière égalait celle qu'elle a dans le vide, intervalles non influencés par les variations de température et de volume.

Ketteler a proposé la formule suivante : $\frac{n^2 - 1}{(n^2 + x) d} = C^{te}$. Si $x = o$, $\frac{n^2 - 1}{n^2 d} = C^{te}$. M. Sagnac (*J. de Phys.*, 4e série, t. VI, 1907, p. 27) a montré qu'une telle formule pouvait se démontrer en admettant que les corps sont formés de lamelles conductrices séparées par des intervalles vides de matière.

(1) Dans l'hypothèse de Clausius, g est la fraction de l'unité de volume occupée par l'ensemble des sphères élémentaires représentant les particules matérielles que renferme cette unité de volume.

à la concentration C (teneur en grammes du corps par litre de solution).

Par exemple la *fig.* 1 montre nettement que, pour l'acide sulfu-

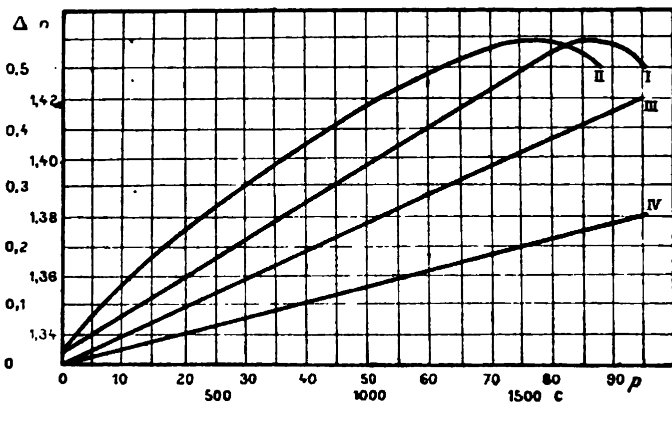


Fig. 1.

rique, la loi est exacte aux erreurs d'expérience près, qu'il s'agisse des formules de Gladstone (courbe III) ou de Lorentz (courbe IV); elle montre aussi la non-proportionnalité de l'indice n au pourcentage en poids p (courbe I) ou à la concentration C (courbe II). Le maximum des courbes I et II décèle l'hydrate SO^4H^2,H^2O.

La *fig.* 2 donne également pour l'acide sulfurique les variations d'indices entraînées par la contraction de volume de la solution en fonction du volume de la solution.

La courbe I de $\eta = \frac{n - n_0}{n}$ [n, indice de la solution; n_0, indice calculé par la loi $(n_1 - 1)\, v_1 + (n_2 - 1)\, v_2 = (n_0 - 1)(v_1 + v_2)$ (n_1, n_2, indices du solvant et du corps dissous; v_1, v_2, volumes du solvant et du corps dissous)] passe par un maximum en même temps que la courbe II donnant le coefficient de contraction $c = \frac{v_1 + v_2 - V}{v_1 + v_2}$, V, volume de la solution. Ce maximum correspond à l'hydrate $SO^4H^2,2H^2O$, c'est-à-dire à la plus grande contraction qu'on puisse obtenir en mêlant de l'eau à l'acide sulfurique.

II. La même loi de proportionnalité de l'influence optique du corps dissous à la concentration se retrouve dans ce qu'on appelle les mélanges de liquides, par exemple pour les mélanges d'alcool et d'eau. Il ne faut pas s'en étonner, car on attribue, en général, d'une

manière impropre, le mot de mélanges à de véritables dissolutions de liquides.

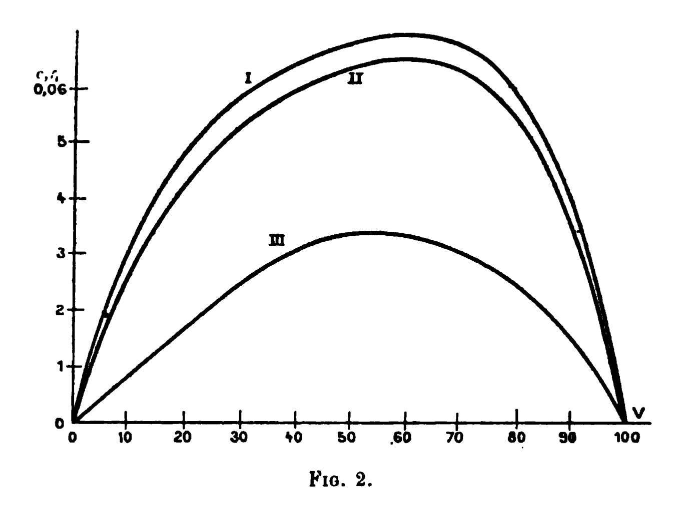


Fig. 2.

On devrait considérer le mélange de deux liquides comme on a envisagé les gaz dans la loi de Biot et Arago(1), c'est-à-dire comme une association de ces liquides n'entraînant pas de variation de volume. En réalité, lorsqu'on mêle deux liquides, on observe toujours une contraction ou une dilatation, si faible qu'elle soit; on a alors une dissolution.

La loi dite des mélanges, avec laquelle on peut calculer l'indice d'un mélange ou plutôt d'une dissolution de liquides, connaissant l'indice des constituants et la proportion de chaque corps dans un mélange, paraît plus exacte lorsqu'on emploie la loi de Lorentz, surtout dans le cas de dissolutions pour lesquelles la variation de volume est faible. Pour des dissolutions dans lesquelles la contraction ou la dilatation est plus importante, la loi de Gladstone et celle de Lorentz paraissent équivalentes.

III. Pour les corps, et surtout pour les sels, à l'état dissous, dans une solution aqueuse, la loi de proportionnalité de la grandeur optique Δ à la concentration C est assez exacte pour que la valeur moyenne du rapport $K = \frac{\Delta}{C}$ donne, pour chaque corps dis-

(1) On a reconnu depuis qu'il y avait des variations de volume dont on devait tenir compte.

sous, une constante qui le caractérise. J'ai proposé de donner à la constante K le nom de constante optique du corps dissous. Cette constante optique, qui varie peu avec la température, du moins entre les limites restreintes de mes expériences (1), a une valeur particulière pour chaque radiation de longueur d'onde déterminée.

IV. Pour les sels surtout, l'influence du corps dissous sur la marche des rayons lumineux paraît bien être une propriété atomique additive, indépendante de l'état d'ionisation du corps dissous (2), ne dépendant pas non plus des hydrates qui ont pu se former dans la solution (3).

V. La constante optique K du corps dissous dans l'eau diffère

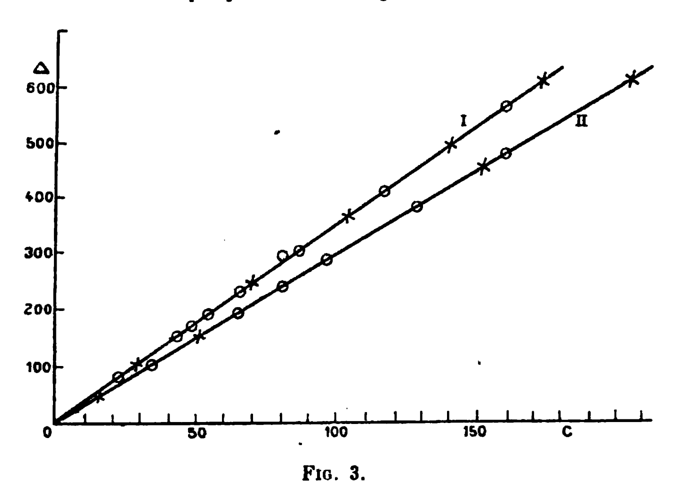


Fig. 3.

peu de la valeur obtenue lorsque le corps est en solution dans un autre solvant. Le degré d'approximation de cette loi ressort de l'examen du tableau suivant dans lequel j'ai rassemblé les résultats pour LiCl, d'après divers auteurs, pour des concentrations comparables (*fig.* 3, courbe I; dissolutions dans les divers alcools : ⊙; dans l'eau : ×; la courbe II se rapporte à $CaCl^2$).

(1) Il semble que, si la température agit sur la constante optique, la cause paraît être uniquement la variation de volume de la solution (*C. R.*, t. CXLV, p. 1332; 1907).

(2) Bary, *C. R.*, t. CXVIII, 1894, p. 71. — Chéneveau, *C. R.*, t. CXXXVIII, 1904, p. 1485. — Dijken, *Z. f. ph. Ch.*, t. XXIV, 1897, p. 81.— Gladstone et Hibbert, *J. of Ch. S.*, t. LXVII, 1895, p. 831. — Hallwachs, *Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 1; t. LXVIII, 1899, p. 1. — Le Blanc et Rohland, *Z. f. ph. Ch.*, t. XIX, 1896, p. 261. — Zecchini, *Gaz. chim. italiana*, t. XXXV, 1905, p. 65.

(3) Chéneveau, *C. R.*, t. CXXXVIII, 1904, p. 1483.

1° LiCl DANS L'EAU.

Gladstone et Hibbert (1)

p	K.10^6
43,4	341
24,1	348
13,1	348
10,59	353
6,77	350
5,10	355

Walter (4)

p	K.10^6
33,0	343
20,3	347
8,76	346
4,20	345

Chéneveau

p	K.10^6
1re Série	
43,44	340
30,31	347
2e Série	
32,16	346
25,15	347
17,52	349
9,17	347
3e Série	
16,12	348
13,10	350
9,99	351
8,39	351
6,77	351
3,44	352

Beer et Kremers (3)

p	K.10^6
40,09	342
24,53	347

Conroy (5)

p	K.10^6
4,15	349
2,10	348

Djiken (6)

p	K.10^6
1,05	346
0,26	344

2° LiCl DANS QUELQUES ALCOOLS.

Chéneveau

p	K.10^6
CH^4O	
17,49	348
13,11	349
9,41	349
5,12	351
C^2H^6O	
10,04	343
7,69	350
5,24	352
2,68	352

Gladstone et Hibbert (2)

p	K.10^6
C^2H^6O	
1re Série	
19,44	344
11,76	350
2e Série	
13,7	351
10,7	350
8,1	353
3e Série	
14,2	352
11,56	356
9,17	356
C^3H^8O	
11,29	345

Andrews et Ende (7)

p	K.10^6
$C^5H^{12}O$	
6,46	349
5,71	353
5,05	352
3,40	351
2,57	354

(1) *J. of Ch. S.*, t. LXVII, 1895, p. 831.
(2) *J. of Ch. S.*, t. LXXI, 1897, p. 822.
(3) *Pogg. Ann.*, t. CI, 1857, p. 133.
(4) *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 107.
(5) *Proc. of Roy. Soc.*, t. LXIV, 1899, p. 308.
(6) *Z. f. ph. Ch.*, t. XXIV, 1897, p. 81.
(7) *Z. f. ph. Ch.*, t. XVII, 1895, p. 141.

VI. J'ai alors montré que, puisque l'ionisation agit très peu sur la réfraction du corps dissous, toute anomalie optique sera, en l'absence d'impuretés du corps dissous, l'indice d'une modification chimique au sein de la dissolution. On peut donc ainsi étudier ce qui se passe dans une solution sans l'altérer et dans les conditions mêmes où elle se trouve (1).

J'ai, par exemple, appliqué ce procédé d'investigation au titrage de l'eau contenue dans un sel cristallisé ou dans une solution, à la recherche de l'état d'un corps en solution, à la recherche d'une combinaison dans la dissolution de plusieurs corps.

Je tiens à faire remarquer ici que, quand on dissout un sel cristallisé dans l'alcool, toute l'eau de cristallisation passe toujours dans l'alcool ; bien qu'observé sur un petit nombre de cas, ce fait, indiqué par l'étude optique et basé sur ce que l'eau de combinaison a le même pouvoir optique que l'eau ordinaire ou de mélange, peut s'expliquer :

1° Parce que, dans leurs solutions, les sels ne subsistent pas toujours nécessairement avec les molécules d'eau qui font partie de leur molécule cristallisée [Marie et Marquis (2)] ;

2° Ou bien parce que les hydrates cristallisés ne sont que des empilements réguliers de molécules salines et de molécules du dissolvant [J. Perrin (3)].

VII. Si l'on définit comme pouvoir réfringent moléculaire du corps dissous (K_M) le produit de sa constante optique par son poids moléculaire, et comme pouvoir réfringent équivalent (K_e), le quotient du pouvoir réfringent moléculaire par la valence qui unit les deux ions dans la molécule ionisable, on peut énoncer les lois approchées suivantes (4) :

1° La différence des pouvoirs réfringents équivalents de deux sels de bases B et B′ unis à un même acide est un nombre indépendant de la nature de l'acide (tableau I) ; les nombres en chiffres ordinaires se rapportent à la loi de Gladstone (K_1), ceux en caractères gras à la loi de Lorentz (K_2) :

---

(1) Chéneveau, *C. R.*, t. CXLII, 1906, p. 1520.
(2) *C. R.*, t. CXXXVI, 1903, p. 684.
(3) Communication faite à la Société de Physique, 19 avril 1907.
(4) Bender, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 89. — Chéneveau, *C. R.*, t. CXXXVIII, 1904, p. 1578. — Dijken, *Z. f. ph. Ch.*, t. XXIV, 1897, p. 81, etc.

TABLEAU I.

	Cl	$\frac{1}{2}SO^4$	AzO^3	I
$AzH^4 - H$	0,0082	0,0083	0,0081	0,0079
	46	48	45	»
$AzH^4 - Li$	0,0077	0,0077	0,0077	»
	46	47	48	»
$AzH^4 - Na$	0,0069	0,0067	0,0067	0,0072
	41	42	42	»
$AzH^4 - K$	0,0037	0,0034	0,0034	0,0035
	21	21	22	»
$AzH^4 - Rb$	0,0008	0,0007	»	»
$AzH^4 - \frac{Al}{3}$	0,0086	0,0081	»	»
$AzH^4 - \frac{Mg}{2}$	0,0081	0,0082	0,0076	»
	47	51	51	»
$AzH^4 - \frac{Ca}{2}$	0,0064	»	0,0065	»
$AzH^4 - \frac{Cu}{2}$	0,0061	0,0058	0,0059	»
	40	40	41	»

2° La différence des pouvoirs réfringents équivalents de deux sels de groupes acides A et A′ unis à une même base est un nombre indépendant de la nature de la base (tableau II).

TABLEAU II.

	AzO^3-Cl	$Cl-\frac{1}{2}SO^4$	$AzO^3-\frac{1}{2}SO^4$	$I-Br$	$I-Cl$
H	0,0032	0,0028	0,0060	0,0115	0,0179
	24	15	39	»	»
Li	31	27	57	»	»
	18	17	35	»	»
AzH^4	31	27	58	»	176
	20	16	36	»	»
Na	33	26	59	113	173
	19	17	36	»	»
K	34	24	58	113	178
	21	15	36	»	»
Rb	»	26	»	»	»
$\frac{1}{2}$ Cu	33	24	57	»	»
	17	18	35	»	»
$\frac{1}{2}$ Zn	41	21	59	»	183

Tableau II (*Suite*).

	$AzO^3—Cl$	$Cl—\frac{1}{2}SO^4$	$AzO^3—\frac{1}{2}SO^4$	I—Br	I—Cl
$\frac{1}{2}$ Cd	00,036	0,0021	0,0057	0,0116	0,0178
$\frac{1}{2}$ Sr..........	31	»	»	»	»
$\frac{1}{2}$ Ba	31	»	»	»	»
$\frac{1}{2}$ Mg.........	36	28	64	»	»
	24	16	40	»	»
$\frac{1}{2}$ Ca	»	30	»	»	»
$\frac{1}{3}$ Al	»	22	»	»	»

Mais il n'est pas possible de déduire de ces lois d'additivité des modules pour les divers ions [1], et le fait que ces lois ne sont pas rigoureuses entraîne évidemment comme conséquence la possibilité de mettre en évidence l'action chimique dans une solution.

Le pouvoir réfringent moléculaire, pour chaque série de sels, varie, en première approximation, comme la racine carrée du poids moléculaire. Le tableau III donne, dans quelques cas, le quotient $K_M : \sqrt{M}$.

Tableau III.

M'	AzO^3M'	ClM'	$SO^4M'^2$	M''	$(AzO^3)^2M''$	Cl^2M''	SO^4M''
H	0,0022	0,0024	0,0023	Mg.....	0,0030	0,0029	0,0021
Li.....	22	23	23	Cu.....	29	29	23
Na.....	21	21	22	Zn.....	29	27	22
K......	22	22	25	Sr.....	28	27	»
Rb.....	»	20	24	Ba.....	28	27	»
Ag.....	21	»	»	Pb.....	29	»	»
Tl.....	»	»	25				

VIII. Le corps dissous paraît bien se comporter, au point de vue optique, comme un gaz.

On peut déduire de cette analogie que les expériences sur les solutions permettent mieux que des expériences directes de vérifier l'exactitude des lois reliant l'indice et la densité, quel que soit l'état d'un corps. En effet, le passage du corps non dissous à l'état dissous se fait à la pression atmosphérique. Les mesures pour les deux états

(1) Si la loi était exacte, il faudrait connaître, au moins, la valeur absolue du pouvoir réfringent de l'un des ions.

sont effectuées à la même température. On n'a donc pas à surmonter des difficultés, comme, par exemple, celles qui se présentent lorsqu'on veut comprimer un corps dans de larges limites (on n'a pas dépassé pour un gaz de pression de 130 atmosphères), ce qu'on ne peut d'ailleurs faire sans craindre des polymérisations (action de la pression). On peut également éviter des erreurs systématiques par ce fait qu'on devra opérer à des températures différentes pour étudier un même corps sous deux états distincts (action de la température). Cependant de nouvelles expériences sur un même corps à l'état non dissous, puis dissous, seraient nécessaires pour affirmer que la constante optique est bien la même dans les deux cas ([1]).

IX. Les lois de Gladstone et de Lorentz paraissent sensiblement équivalentes quand on considère uniquement l'action du corps dissous sur la réfraction.

Si l'on compare le corps dissous au corps non dissous, on ne peut pas non plus conclure nettement à l'avantage d'une loi sur l'autre, ce qui peut s'expliquer par ce fait que, dans la formule de Lorentz, la plus grosse partie de la variation vient de la variation de $n - 1$, étant donné que :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = (n - 1)\frac{n + 1}{n^2 + 2},$$

ce qui entraîne : $K_2 = K_1 \frac{n + 1}{n^2 + 2}$.

Si le facteur $\frac{n + 1}{n^2 + 2}$ reste sensiblement invariable, on voit que les variations de K_1 et de K_2 se produiront dans le même sens.

On voit aussi par l'exemple donné ci-dessous qu'on ne peut dire quelle est la loi la plus avantageuse des lois de Newton, de Gladstone ou de Lorentz :

([1]) Divers auteurs ont fait des expériences sur des sels cristallisés n'appartenant pas au système cubique, avec lesquels il est plus logique cependant d'opérer. Tutton (*J. of Ch. Soc.*, t. LXXI, 1897, p. 236 et 911) a, par exemple, étudié les pouvoirs réfringents des sulfates et séléniates normaux de K, Rb, Cs, à l'état cristallisé et à l'état dissous. Les écarts sont de 1 à 2 0/0 des valeurs trouvées pour ces pouvoirs réfringents. (La différence entre le pouvoir réfringent de l'éther à 10° (liquide) ou à 100° (vapeur) est environ de $\frac{1}{75}$ de ce pouvoir réfringent.) Remarquons que, malgré ce résultat, l'indice du sel cristallisé, calculé d'après le pouvoir réfringent du corps dissous, différerait néanmoins de l'indice vrai d'une quantité portant sur la 2e décimale.

Corps	Variations relatives des constantes optiques pour la raie D quand on compare le corps dissous au corps non dissous		
	Loi de Newton	Loi de Gladstone	Loi de Lorentz
$(AzO^3)^2 Pb$	20,0	10,4	8,3
KI	1,6	3,0	6,6

La loi de Lorentz paraît cependant plus exacte que les lois de Gladstone et de Newton, si l'on tient compte de la dispersion.

Pour tenir compte de la dispersion, j'ai fait une comparaison entre les indices des corps dissous obtenus directement à l'aide d'une des trois lois pour plusieurs raies du spectre solaire C, D, F, et les indices que l'on obtient en les calculant, par les même lois et pour les mêmes raies, à l'aide de la constante optique du corps non dissous. La comparaison entre les deux cas est faite par la considération du pouvoir dispersif moyen du corps dissous :

$$\frac{(n_s)_F - (n_s)_C}{(n_s)_D - 1} = \delta;$$

on obtient, par exemple, les résultats suivants pour la comparaison des trois lois au point de vue de la réfraction [1] et au point de vue de la dispersion relative aux raies C et F [2] :

[1] Les cas I et II se rapportent : le premier, à l'indice du corps dissous obtenu d'après la constante du corps dissous (n_{s_1}) ; le deuxième, à l'indice du corps dissous calculé avec la constante du corps non dissous (n_{s_2}). Les lois sont comparées pour la réfraction à l'aide de la variation relative pour la raie D, en passant d'un cas à l'autre, et en donnant à cette variation une valeur toujours positive suivant que n_{s_2} est plus grand ou plus petit que n_{s_1}. Par exemple, cette variation est :

$$\frac{(n_{s_2}-1)-(n_{s_1}-1)}{n_{s_2}-1}, \quad \text{si} \quad n_{s_2} > n_{s_1}.$$

On voit que les résultats obtenus sont bien, au moins pour les lois de Gladstone et de Lorentz, dans le même sens que ceux du tableau précédent où intervenaient les constantes optiques.

[2] On verra, note I, d'autres comparaisons qui donnent toutes l'avantage à la loi de Lorentz. L'ordre de grandeur des erreurs montre que les écarts peuvent souvent être considérés comme égaux ou inférieurs à ces erreurs dans le cas de la loi de Lorentz, alors qu'ils sont nettement supérieurs aux erreurs pour la loi de Gladstone.

$(AzO^3)^2Pb$. — Solution : 30,1 0/0

Loi de :		n_s C	n_s D	n_s F	$\delta = \frac{F-C}{D-1}$	Variation relative de n_s-1 0/0 (Réfraction)	Variation relative de δ 0/0 (Dispersion)
Newton	I....	1,0815	1,0821	1,0864	0,0597	11,1	9,4
	II...	1,0910	1,0923	1,0960	0,0541		
Gladstone	I....	1,0652	1,0660	1,0677	0,0378	4,9	9,5
	II...	1,0686	1,0694	1,0715	0,0418		
Lorentz	I....	1,0568	1,0573	1,0587	0,0331	1,4	1,5
	II...	1,0560	1,0565	1,0579	0,0336		

KI. — Solution : 32,06 0/0

Loi de :		C	D	F	δ	Réfraction	Dispersion
Newton	I....	1,1098	1,1116	1,1163	0,0582	11,7	12,8
	II...	1,1212	1,1264	1,1276	0,0507		
Gladstone	I....	1,0907	1,0919	1,0950	0,0467	1,9	7,3
	II...	1,0890	1,0902	1,0929	0,0433		
Lorentz	I....	1,0809	1,0817	1,0835	0,0318	6,2	1,6
	II...	1,0759	1,0766	1,0783	0,0313		

Il y a lieu de rechercher encore si ce procédé de comparaison est suffisant ou s'il y a un moyen plus exact et plus rapide d'arriver au même but.

X. La loi de Lorentz paraît non seulement plus avantageuse dans les comparaisons que je viens de donner, mais c'est la loi qui a la signification théorique la plus précise quand on considère la dispersion comme une fonction de l'absorption.

Je vais donner un aperçu rapide de la théorie qui permet d'établir cette loi, la loi des mélanges et la loi de dispersion (¹).

Imaginons que l'atome d'un corps transparent, à dispersion normale, est constitué par un ou plusieurs centres chargés positivement, dont la masse est de l'ordre de grandeur de celle de l'atome, autour desquels peuvent graviter des corpuscules négatifs ou électrons dont la masse est le $\frac{1}{1000^e}$ de l'atome d'hydrogène (²). On peut sup-

(¹) Pour cette théorie, voir H.-A. Lorentz (*Arch. Néerl.*, t. XXV, p. 363; 1892); — *les Quantités élémentaires d'électricité*, par Abraham et Langevin, 1905, p. 430 et suivantes; — P. Drude, *Lehrbuch der Optik*, 1900, p. 360; 2ᵉ édition, 1906, p. 371 à 381; — M. Planck, *Sitzungsber. d. Akad. Berlin*, t. XXIV, 1902, p. 21: — P. Langevin, Cours professé au Collège de France, 1905-1907; — L. Natanson, *Bull. Acad. Sc. Cracovie*, n° 4, avril 1907, p. 316.

(²) Le mot de *corpuscule* est employé de préférence quand on considère la matière et la charge; le terme *électron*, quand on considère la charge sans son support matériel.

poser que la lumière se propage dans le corps en mettant en vibration ces centres ou ces électrons, que je désignerai sous le nom général de particules.

Toutes ces particules ne sont pas de même espèce ; elles ont une période propre d'oscillation qui dépend évidemment de leur masse.

1° Considérons des particules de *même espèce*, c'est-à-dire dont la pulsation $\left(\frac{2\pi}{T}\right)$ est la même. Ces particules, de charge électrique e et de masse mécanique m, sont à l'état de repos ; elles sont écartées de leur position d'équilibre par l'action périodique de la lumière :

$$X = X_0 \sin \omega t \tag{1}$$

$\left(\omega = 2\pi \frac{V}{\lambda}\right.$; V, vitesse de la lumière dans le corps ; λ, longueur d'onde de la radiation lumineuse$\left.\right)$. Elles sont attirées vers cette position par une force proportionnelle à leur déplacement x ; l'équation du mouvement est donc de la forme :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = Xe. \tag{2}$$

On conçoit alors que ces particules dont la période propre d'oscillation est ω_0 puissent vibrer synchroniquement avec l'ébranlement, c'est-à-dire que, la résonance établie, le déplacement des particules soit également périodique :

$$x = x_0 \sin \omega t. \tag{3}$$

On déduit des trois équations précédentes :

$$x = \frac{X_0 e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \tag{4}$$

Or le déplacement x de toute charge e entraîne la création d'un moment électrique ex.

Pour N particules par unité de volume, la somme des moments ou polarisation diélectrique est Nex. La polarisation diélectrique est donc une fonction sinusoïdale du temps.

Alors, d'une part, le champ lumineux X est égal au champ électrique h, augmenté d'une quantité proportionnelle à la polarisation diélectrique :

$$X = h + 4\pi\beta \cdot Nex. \tag{5}$$

D'autre part, si H est le champ magnétique normal au champ électrique h (ces deux champs étant des fonctions périodiques) et si l'on applique les équations de relation entre ces vecteurs que fournit la théorie électromagnétique (1), ces équations, jointes aux équations (4) et (5), mènent à la relation :

$$(6) \qquad n^2 \quad 1 = \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} [1 + \beta(n^2 - 1)],$$

en définissant l'indice de réfraction n du milieu comme le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide à la vitesse de la lumière dans le corps.

Dans le cas où l'on suppose que les particules sont placées dans des cavités sphériques, le coefficient $\beta = \frac{1}{3}$, et l'on déduit que, pour un corps de densité d :

$$\frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)d} = C^{te},$$

c'est-à-dire la loi de Lorentz.

XI. 2° *S'il y a plusieurs espèces de particules,*

$$n^2 - 1 = \Sigma \frac{\gamma X}{h},$$

$$\gamma = \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{N e^2}{\pi m \left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right)},$$

$$X_1 = h + 4\pi(\beta_{1.1} P_1 + \beta_{1.2} P_2 + \ldots),$$
$$X_2 = h + 4\pi(\beta_{2.1} P_1 + \beta_{2.2} P_2 + \ldots), \text{ etc.},$$

$\beta_{1.1}$, $\beta_{2.2}$, etc..., représentant les coefficients correspondant aux actions des particules d'espèce 1 et d'espèce 2 sur elles-mêmes; $\beta_{1.2}$, $\beta_{2.1}$, etc..., représentant les coefficients correspondant aux actions des particules d'espèce 1 sur celles d'espèce 2 et réciproquement.

a) Supposons qu'il n'y ait que *deux espèces de particules en présence et que les actions réciproques des particules d'une espèce sur*

---

(1) Ces équations sont :

$$\text{rot. } h = \frac{\partial h}{\partial z} = \mu \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$-\text{ rot. } H = -\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial h}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial P}{\partial t}.$$

celles de l'autre espèce soient égales ($\beta_{1 \cdot 2} = \beta_{2 \cdot 1}$). Dans le cas de cavités sphériques, on aura :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \Sigma \frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2};$$

n est, par exemple, l'indice d'une dissolution ou d'un mélange de densité D ; n_i et d_i sont, d'une manière générale, l'indice et la densité d'un corps dissous constituant. Si la masse totale de la dissolution est $P = \Sigma p_i$, comme $D = \Sigma d_i$, on a :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{P}{D} = \Sigma \frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2} \frac{p_i}{d_i}.$$

C'est l'*expression de la loi des mélanges* donnée la première fois, pour les gaz, par Biot et Arago.

XII. *b*) *Si les actions mutuelles des particules sont nulles* ($\beta_{1 \cdot 2} = \beta_{2 \cdot 1} = 0$), on arrive à une équation de la forme :

$$n^2 - 1 = \Sigma \frac{N_e^2 \lambda^2 \lambda_0^2}{\pi m (\lambda^2 - \lambda_0^2)} = \Sigma \frac{N_e^2 \lambda_0^2}{\pi m} : \frac{1 - \lambda_0^2}{\lambda^2},$$

et comme :

$$\frac{1}{\frac{1 - \lambda_0^2}{\lambda^2}} = 1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

on a finalement :

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{N_e^2 \lambda_0^2}{\pi m} + \Sigma \frac{N_e^2 \lambda_0^4}{\pi m (\lambda^2 - \lambda_0^2)}.$$

Si l'on pose la somme des deux premiers termes égale à b^2 et $M = \frac{N_e^2 \lambda_0^4}{\pi m}$,

$$n^2 = b^2 + \Sigma \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_0^2};$$

on reconnaît sous cette forme générale la *formule de dispersion*.

XIII. Dans le cas d'une seule bande d'absorption dans l'infrarouge ($\lambda_0 = \lambda_r$) et d'une seule bande d'absorption dans l'ultra-violet ($\lambda_0 = \lambda_v$), on sait que cette formule devient :

$$n^2 = b^2 + \frac{M_r}{\lambda^2 - \lambda_r^2} + \frac{M_v}{\lambda^2 - \lambda_v^2}.$$

C'est la forme que lui a donnée Helmholtz (1). Ketteler (2), étant donné que $\lambda < \lambda_r$, remplace le deuxième terme par son développement en série en l'arrêtant au terme en λ^4. Il arrive alors à une formule de dispersion de la forme :

$$(7) \qquad n^2 = -k\lambda^2 + a^2 + \frac{M_v}{\lambda^2 - \lambda_v^2},$$

$$k = \frac{M_r}{\lambda_r^2}.$$

XIV. Drude (3) a calculé le coefficient k de la formule de Ketteler. Il a trouvé la valeur

$$(8) \qquad k = \frac{0{,}296 \cdot 10^8 \cdot d}{\left(\frac{P}{v}\right)^2}$$

(d, densité ; P, poids moléculaire ; v, nombre de particules égales aux atomes agissant dans la molécule), en admettant que la bande d'absorption ou *les vibrations propres dans l'infra-rouge sont produites par la masse pondérable de la molécule chargée positivement.*

Si l'on calcule, d'autre part, la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ des particules dont les vibrations propres dans l'ultra-violet donnent la bande d'absorption de longueur d'onde λ_v, on a :

$$(9) \qquad \frac{e}{m} = \frac{3{,}26 \cdot 10^{-4}}{p_v} \frac{P}{d} \frac{M_v}{\lambda_v^4}$$

$\left(p_v\right.$, nombre de particules ; $\frac{M_v}{\lambda_v^4}$ se déduit de la courbe expérimentale de dispersion de la substance$\left.\right)$.

On trouve alors pour ce rapport des nombres variant entre $1{,}86 \cdot 10^7$ [moyenne des meilleurs nombres trouvés par Kauffmann (4), Simon (5) et Seitz (6) à l'aide des rayons cathodiques] et $1{,}50 \cdot 10^7$

(1) Helmholtz, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, 1875. — *J. de Phys.*, t. IV, 2e série, 1885, p. 216 ; *Wied. Ann.*, t. XLVIII, 1893, p. 389.
(2) Ketteler, *Wied. Ann.*, t. XII, 1881, p. 481 ; t. XXX, 1887, p. 299.
(3) Drude, *Drude's Ann.*, t. XIV, 1904, p. 677.
(4) Kauffmann, *Gottingen Nachrichten*, 1903, p. 90. — Volume des ions d'Abraham et Langevin, p. 284 et 294.
(5) Simon, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 589.
(6) Seitz, voir Drude, *loc. cit.*.

[nombre déduit par Drude de la dispersion de l'hydrogène [1]].

Il est donc logique *d'admettre que les vibrations propres dans l'ultra-violet sont dues aux électrons ou corpuscules négatifs.*

Inversement, si l'on adopte pour $\frac{e}{m}$ l'une des deux valeurs précédentes, on trouve une limite inférieure du nombre d'électrons p_v.

Drude a montré que la valeur de cette limite est une propriété additive des atomes ou groupes d'atomes qui forment la molécule; elle dépend de la structure chimique et est diminuée par la présence de liaisons doubles. Elle est à peu près égale au nombre de valences de la molécule, c'est-à-dire à la somme des valences des atomes [2].

XV., J'ai essayé d'appliquer les considérations précédentes, tirées des formules d'Helmholtz ou de Ketteler, au cas d'un corps dissous. Je n'ai pas eu de bons résultats, et j'ai alors pensé, en opérant par analogie, d'après les données fournies par l'expérience, que l'on pourrait remplacer avec avantage dans ces formules de dispersion la valeur de $n^2 - 1$ par le terme de Lorentz $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$.

La théorie a légitimé ce procédé empirique en montrant qu'on peut établir une nouvelle formule où entre en effet la constante optique du corps dissous.

On peut, à cet effet, utiliser une méthode semblable à celle de Drude pour la loi en n^2. Considérons le cas le plus général, c'est-à-dire admettons qu'il puisse y avoir plusieurs périodes propres dans l'ultra-violet. Si l'on retranche du terme qui caractérise l'influence d'un corps dissous sur la lumière le terme représentant l'action de l'infra-rouge, qui est, comme nous l'avons vu précédemment, $-k\lambda^2$ [équations (7) et (8)], il reste la part due aux vibrations propres ultra-violettes. Appelons n_s l'indice de réfraction du corps dissous, à dispersion normale, d_s la densité du corps dissous [3]; la formule de

---

(1) Drude a fait ce calcul à l'aide des expériences de Ketteler (*Wied. Ann.*, t. XXX, 1887, p. 285) et de Simon (*Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 556) sur l'*eau*; de Rubens sur la *sylvine* et le *sel gemme* (*Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 476); de Rubens et Nichols sur le *quartz* (*Wied. Ann*, t. LX, 1897, p. 418); de Paschen sur la *fluorine* (*Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 812).

Siertsema (*Académie des Sciences d'Amsterdam*, 1902, p. 499) a trouvé pour le rapport $\frac{e}{m}$ une valeur du même ordre de grandeur ($1,16 \cdot 10^7$), par la dispersion rotatoire magnétique.

(2) Voir à ce sujet Abegg (*Z. f. anorg. Ch.*, t. XXXIV, 1904, p. 330).

(3) $d_s = pD$; p grammes du corps pour 100 grammes de solution; D, densité de la solution.

Ketteler, modifiée d'après les idées de Drude et la supposition que le facteur de Lorentz doit remplacer la réfraction ($n^2 - 1$), deviendra (¹) :

$$(10) \qquad \frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} + \frac{0{,}296 \cdot 10^8 d_s \lambda^2}{\left(\frac{P}{v}\right)^2} = \sum \frac{N_\nu \Theta_\nu}{1 - \frac{\lambda_\nu^2}{\lambda^2}},$$

$$\Theta_\nu = \frac{e^2 \lambda_\nu^2}{3\pi m},$$

si l'on suppose les molécules du corps disposées dans des cavités sphériques.

L'équation précédente (10) peut encore s'écrire :

$$(11) \qquad \frac{n_s^2 - 1}{(n_s^2 + 2)\, d_s} + \frac{0{,}296 \cdot 10^8 \lambda^2}{\left(\frac{P}{v}\right)^2} = \frac{1}{d_s} \sum \frac{N_\nu \Theta_\nu}{1 - \frac{\lambda_\nu^2}{\lambda^2}}.$$

Dans le premier membre de l'équation, le premier terme représente la constante optique du corps dissous multipliée par 1 000. D'ailleurs, comme on ne peut compter, pour la constante optique, que sur quatre décimales exactes au plus, $k\lambda^2$ est presque toujours négligeable dans mes expériences, et la formule (11) se réduit la plupart du temps à :

$$(12) \qquad K \cdot 10^3 = \frac{1}{d_s} \sum \frac{N_\nu \Theta_\nu}{1 - \frac{\lambda_\nu^2}{\lambda^2}}.$$

Si l'on ne considère que deux périodes propres dans l'ultra-violet, si λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde correspondant aux bandes d'absorption, λ et λ' les longueurs d'onde des deux radiations pour lesquelles on a déterminé les constantes optiques K et K', on a, d'après (12) :

$$K \cdot 10^3 \cdot d_s = r = \frac{N_1 \Theta_1}{1 - \lambda_1^2 : \lambda^2} + \frac{N_2 \Theta_2}{1 - \lambda_2^2 : \lambda^2} + \ldots$$

$$K' \cdot 10^3 \cdot d_s = r' = \frac{N_1 \Theta_1}{1 - \lambda_1^2 : \lambda'^2} + \frac{N_2 \Theta_2}{1 - \lambda_2^2 : \lambda'^2} + \ldots$$

Si l'on appelle de plus :

$$\rho_{1,2} = \frac{r - r'}{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda'^2}},$$

(¹) Le coefficient de λ^2 dans le second terme représente k ; il faut prendre pour v la somme des valences de chacun des ions intervenant dans le corps dissous.

on démontre facilement que les vibrations propres dans l'ultra-v
let sont produites par un nombre p_v d'électrons tel que :

$$\frac{e}{m} p_v > 3{,}26 \cdot 10^{-4} \frac{P}{d} \frac{rr'}{d_{1.2}},$$

ou

$$(13) \qquad p_v > \frac{3{,}26 \cdot 10^{-4}}{\frac{e}{m}} P \frac{K \cdot K'}{K - K' : \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda'^2}};$$

c'est-à-dire qu'on obtient la limite inférieure du nombre d'électr
qu'on suppose agir sur la dispersion du corps dissous.

XVI. J'ai fait, pour un certain nombre de solutions de co
minéraux, des déterminations de la dispersion en utilisant les ra
du sodium et du thallium et les raies de l'hydrogène. J'ai calculé
constantes optiques caractéristiques de chaque corps et de chac
raie spectrale en employant successivement la loi de Gladstone
celle de Lorentz.

Il y a lieu de signaler tout d'abord la grande variation relative
la constante optique pour quelques corps du rouge (Hα) au vio

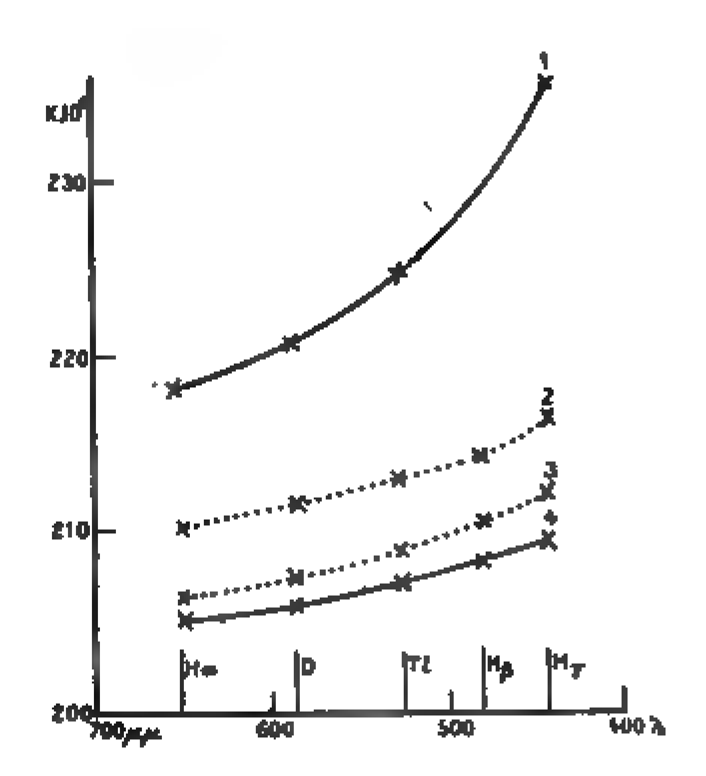


FIG. 4. — $K \cdot 10^4$ de KI à l'état dissous (courbe 1), $CaCl^2$ (courbe 2), NaCl (courbe 3), H^2O (courbe 4).

(Hγ) : par exemple, pour l'iodure de potassium, cette variation pe
être attribuée à la présence de l'iode dans la molécule (*fig.* 4).

D'une façon générale, pour des sels ayant ou même métal ou même radical acide, la dispersion relative paraît croître avec le poids atomique.

XVII. J'ai utilisé les constantes optiques calculées pour les divers corps à déterminer d'après la formule (13), le nombre d'électrons qui interviennent dans le phénomène de dispersion due au corps dissous.

Je donne dans le tableau suivant les résultats numériques observés à l'aide de la loi de Lorentz, en mettant également en évidence la valence v de la molécule dissoute considérée comme la somme des valence de chacun des atomes, groupes d'atomes ou ions constituant la molécule.

Corps	$p_v \frac{e}{m}$	p_v		v	Limites spectrales
		$\frac{e}{m} = 1,86 . 10^7$	$\frac{e}{m} = 1,50 . 10^7$		
Na—Cl...............	2,439	1,3	1,6	2	F(Hβ) G' (Hγ)
K—Cl................	2,965	1,6	2,0	2	»
AzH^4—Cl............	3,983	2,1	2,7	2	»
»	3,925	2,1	2,6	»	C (Hα) G'
K—AzO^3............	3,325	1,8	2,2	2	F — G'
AzH^4—AzO^3..........	3,808	2,0	2,5	2	»
K—I.................	3,054	1,6	2,0	2	»
Ba=Cl^2.............	5,491	3,0	3,7	4	»
»	6,469	3,5	4,3	»	C — G'
Ca=Cl^2.............	5,173	2,8	3,4	4	F — G'
Pb $(AzO^3)^2$...........	5,775	3,1	3,9	4	»
»	6,402	3,4	4,3	»	C — G'
Li^2=SO^4............	7,095	3,8	4,7	4	»
Am^2=SO^4............	11,576	6,2	7,7	4	F — G'
»	10,798	5,8	7,2	»	C — G'
Zn=SO^4............	7,503	4,0	5,0	4	»
K^2=CO^3.............	5,617	3,0	3,7	4	F — G'
»	6,527	3,5	4,4	»	C — G'
Na^3≡PO^4	9,250	5,0	6,2	6	F — G'
»	8,134	4,4	5,4	»	C — G'
Sn≣Cl^4..............	10,608	5,7	7,1	8	F — G'
K^4≣$FeCy^6$...........	11,077	6,0	7,4	8	»
»	11,702	6,3	7,8	»	C — G'
K^6≣Fe^2Cy^{12}..........	17,963	9,7	12,0	12	C — F
»	17,108	9,2	11,4	»	D — F
Al^2≣Cl^6..............	11,882	6,4	7,9	12	C — G'
Ca=Cl^2 (eau et alcool).	5,405	2,9	3,6	4	F — G'
» » .	5,428	2,9	3,6	4	C — G'
Sn=Cl^2 (*idem*)........	5,198	2,8	3,5	4	F — G'
» »	6,218	3,3	4,1	»	C — G'

XVIII. Les conclusions que l'on peut tirer de cette partie de m
étude sont les suivantes :

1° La formule $\frac{n^2-1}{d}$ ne donne aucun résultat intéressant;

2° Si l'on compose les valeurs de p_e à la valence v, on voit que l'
peut dire que *la limite inférieure du nombre total d'électrons la molécule qui agissent sur la réfraction et la dispersion est de l'ord de grandeur de la valence de la molécule;*

3° Il en résulte que chaque groupe d'atomes ou ion (radical aci et métal) met en jeu, dans la molécule saline, un nombre d'électro également de l'ordre de grandeur de la valence de ce grou d'atomes. La somme des valences des atomes ou groupes d'atom est égale à la valence moléculaire. De même, le nombre d électrons intervenant dans les groupes d'atomes est une somme q est égale au nombre total d'électrons intervenant dans la mol cule;

4° La formule de Lorentz donne, en général, de meilleurs résulta que celle de Gladstone; elle mène à une formule qu'on peut trouv théoriquement et vérifier assez bien. Le fait que la loi de Gladsto donne un résultat doit être relié à ce fait que la plus grosse part de la variation de $\frac{n^2-1}{n^2+2}$ vient de la variation de $n-1$;

5° Le rapport $\frac{e}{m} = 1{,}86 \cdot 10^7$ donne, en général, de meilleurs r sultats pour le calcul de p_e avec la loi de Gladstone qu'avec celle Lorentz, pour laquelle la valeur de $\frac{e}{m}$ qui convient le mieux est cel tirée de la dispersion de l'hydrogène, $1{,}50 \cdot 10^7$;

6° Les corps en solution alcoolique donnent sensiblement l mêmes valeurs de p_e qu'en solution aqueuse;

7° Il y a toutefois des exceptions. Par exemple, SO^4Am^2. Mais l sels d'ammonium font toujours exception. Il n'est d'ailleurs p impossible de supposer qu'à la température ordinaire les sels amm niacaux en dissolution sont chimiquement dissociés, ou bien nombre élevé s'explique par la complexité de AzH^4. Quant au résultats obtenus avec Al^2Cl^6, ils peuvent s'expliquer très bien p ce fait que la dissolution de ce corps dans l'eau entraîne une pert de chlore à l'état de HCl, et que, par suite, on a une solution com plexe d'oxychlorure ;

8° Le changement de concentration ou de limites spectrales dans le spectre visible influe peu sur la limite inférieure de p_v ;

9° La formule (13) paraît s'appliquer non seulement aux corps dissous, mais aux corps purs, solides ou liquides ;

10° Ces résultats ne peuvent être évidemment considérés que comme approchés, car il faudrait opérer en se servant des raies ultra-violettes et augmenter la précision des mesures [1]. On conçoit la grande difficulté de tenter de telles expériences où l'absorption des rayons par le liquide dissolvant ou même par l'air peut prendre une importance actuellement encore mal connue [2] ; il faudrait se guider sur des études préalables de l'absorption dans la région ultra-violette du spectre.

XIX. J'ai, depuis la publication de mon Mémoire, appliqué la formule (13) au cas de composés organiques dissous ou non dissous. Cette étude [3] est loin d'être terminée, mais elle paraît assez bien vérifier la relation entre le nombre d'électrons agissant sur la dispersion et la valence en donnant à cette valence le même sens que précédemment, c'est-à-dire en la considérant comme la somme des valences de groupes d'atomes. Par exemple, pour des corps à fonctions simples comme les alcools ou les acides de la série grasse, on admettra comme groupes d'atomes le groupe fonctionnel OH ou CO^2H et le radical R, qui aura une valence d'autant plus élevée qu'il contiendra plus de groupes CH^2 (la valence intervenant est le double de la valence de liaison). Voici quelques résultats numériques pour les raies Hα et Hγ.

---

(1) D'ailleurs, la loi sur laquelle je me suis appuyé ne tient pas compte des actions mutuelles des particules.

(2) Dans les recherches de Rubens et Nichols et de Paschen, la longueur d'onde des vibrations propres ultra-violettes est de l'ordre de grandeur de $0^{cm},1 \cdot 10^{-5}$, longueur d'onde des rayons de Schumann, absorbables par l'air.

(3) Cette étude est actuellement faite non pas à l'aide d'expériences personnelles, mais d'après les données expérimentales fournies par de nombreux chimistes. Les nombres qui ont servi dans les calculs sont extraits des *Tables* de Dufet ou des *Tables* de Landolt. En général, ils se rapportent à une température de 20°.

Corps	Formule	$p_r \frac{e}{m}(k-o)$	$\frac{p_r}{\left(\frac{e}{m}=1,5.10^7\right)}$
Acide :			
Acétique	$CH^3—CO^2H$	3,46	2,3
Propionique ..	$CH^3—CH^2—CO^2H$	4,70	3,1
Butyrique	$CH^3—CH^2—CH^2—CO^2H$	8,97	6,0
Iso-valérique..	$CH^3—CH^2—CH—CO^2H$ (avec CH^3 sur CH)	10,71	7,1
Alcool :			
Méthylique ...	$CH^3—OH$	3,45	2,3
Éthylique	$CH^3—CH^2—OH$	5,38	3,6
Propylique ...	$CH^3—CH^2—CH^2—OH$	8,34	5,6
Butylique	$CH^3—(CH^2)^3—OH$	9,32	6,2
Iso-amylique..	$CH^3—(CH^2)^2—CH^2—CH—OH$	11,00	7,3

Pour des fonctions plus complexes, il est encore impossibl dire si la présence de liaisons doubles a une influence ; ce fait, existe, comme l'a déjà indiqué Drude, aurait peut-être que importance pour décider de l'existence de certaines liaisons.

XX. Il y a, à mon avis, une conclusion intéressante à tirer de résultats et de ceux que j'ai obtenus pour les corps inorganique

On a cru tout d'abord qu'on pouvait calculer le pouvoir réfrin d'un composé organique en attribuant un module optique à ch de ses composants ; mais, le pouvoir réfringent calculé n'étant toujours identique au pouvoir réfringent observé, on a dû attri à un même atome un module variable avec le mode de liaiso le groupement atomique lié [Bruhl (1) et Conrady (2)].

Malgré cela des écarts parfois très grands existent encore certains composés de la série du camphre ou de la série acét nique, etc., ainsi que l'ont montré MM. Haller et Muller (3), Baue Moureu (5), etc...

On retrouve ici les mêmes singularités que celles qu'on observer si l'on veut calculer le pouvoir réfringent d'un com inorganique d'après les pouvoirs réfringents des éléments do par Gladstone, Haegen, Kanonnikoff.

---

(1) Bruhl, *Z. f. ph. Ch.*, t. VII, 1891, p. 191.
(2) Conrady, *Z. f. ph. Ch.*, t. III, 1889, p. 210.
(3) Haller, *Deuxième Supplément du Dictionnaire de Wurtz*, IIe partie, p. — Haller et Muller, *C. R.*, t. CXXVIII, 1899, p. 1370 ; t. CXXIX, 1899, p. t. CXXXVIII, 1904, p. 440 ; t. CXXXIX, 1904, p. 1180.
(4) Bauer, *Thèse*, Nancy, 1904.
(5) Moureu, *Ann. Ch. Ph.*, 8e série, t. VII, 1906, p. 536.

Sauf dans des cas simples, les lois d'additivité ne paraissent donc pas plus rigoureuses pour les corps organiques que pour les corps minéraux.

D'après ce que nous avons vu antérieurement, la valence de la molécule est la somme des valences des atomes ou groupes d'atomes, et ce sont ces groupements (les ions pour une molécule ionisable) qui paraissent ajouter leurs actions optiques pour donner l'influence de la molécule sur la propagation de la lumière, ainsi que le montrent les lois approchées d'additivité.

On peut donc penser que, si l'atome n'agit plus toujours individuellement dans le phénomène de la réfraction et de la dispersion de la lumière, on expliquera ainsi que le pouvoir réfringent moléculaire ou la dispersion moléculaire *calculés à partir des éléments* ne sont pas toujours égaux à la réfraction ou à la dispersion moléculaires observées.

Mais on peut dire aussi que, si l'on tient compte des actions mutuelles qui ne peuvent pas être négligées dans des molécules complexes, non seulement entre atomes, mais entre particules constitutives de l'atome, les modules optiques sont, pour chaque groupement, variables à l'infini suivant la nature des éléments liés et le mode de liaison.

Les lois d'addition n'ont donc plus de sens simple, si l'on s'adresse à des corps trop complexes.

NOTE.

Sur l'avantage que paraît présenter la loi de Lorentz au point de vue de la dispersion.

On compare, comme on l'a vu précédemment, la formule de Gladstone (II) et la formule de Lorentz (III) :

1° Au point de vue de la réfraction par la variation relative

$$\frac{(n_{s_2} - 1) - (n_{s_1} - 1)}{n_{s_2} - 1},$$

n_{s_1} étant l'indice du corps dissous calculé d'après la constante optique du corps dissous, n_{s_2} étant l'indice du corps dissous calculé d'après la constante du corps non dissous (Voir p. 372, note 1).

2° Au point de vue de la dispersion par la variation relative du pouvoir dispersif $\delta = \frac{(n_s)_A - (n_s)_B}{(n_s)_D - 1}$ calculé en partant du corps dissous, puis du corps non dissous. A et B sont en général les raies F et C du spectre de l'hydrogène ; D, la raie du sodium.

Dans le cas de NaCl et de KCl, à cause des trop faibles différences entre C et F, on a pris C et H_γ de manière à diminuer l'erreur.

On rappelle ici que l'ordre de grandeur des erreurs est tel que les écarts observés pour les variations de la dispersion sont plus grands que ces erreurs pour la loi de Gladstone et plus petits ou au plus égaux pour la loi de Lorentz.

La variation de la dispersion apparaît, dans tous les cas donnés, comme nettement plus faible avec la loi de Lorentz.

REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DE LA GAMME ;

Par M. R. CHASSÉRIAUD.

La seule gamme que nous considérons est celle de Descartes, ou des rapports simples, comme étant la plus généralement admise. L'autre gamme, en effet : gamme de Pythagore ou gamme par quintes, a toujours ses partisans; mais, depuis les expériences de Mercadier-Cornu, elle est condamnée en tant que gamme *harmonique*, et les travaux plus récents de M. Bouasse et de M. Gandillot la récusent également comme gamme *mélodique*.

On sait que la gamme cartésienne est composée de sept notes, caractérisées par les nombres de vibrations correspondants. Si on prend pour unité le nombre de vibrations de la note *do* (ce que nous écrirons *do* = 1), la *gamme majeure de do* sera représentée arithmétiquement par la série de fractions bien connues :

do (tonique)	ré	mi (médiante)	fa (sous-dominante)	sol (dominante)	la	si (sensible)
1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$

Il y a en évidence dans cette gamme trois accords parfaits. Dans le langage de M. Gandillot, nous dirons que la gamme majeure de

do est formée de trois *échelles* (qui ne sont autres que ces tro accords parfaits), ainsi dénommées :

L'échelle tonique T : *do*, *mi*, *sol* ;
— dominée Δ : *fa*, *la*, *do* ;
— dominante D : *sol*, *si*, *ré*.

Nous appellerons enfin par généralisation tonique, médiante dominante de chaque échelle ou accord parfait, respectivemen la 1re, la 2e et la 3e note de cette échelle (proportionnelles à 1, $\frac{5}{4}$, $\frac{3}{2}$

Nous nous proposons maintenant de donner une *représentatio géométrique* de cette gamme, c'est-à-dire de faire correspondre chaque note un point (et par là même à chaque accord une figure de telle sorte que toute marche mélodique ou harmonique, tout modulation, introduction ou suppression de dièses ou de bémol bref tout développement musical, puissent être traduits par des con tructions purement géométriques, sans le secours de l'imaginatio des sons, ni la mémoire des valeurs numériques des intervalles.

Pour cela nous prendrons les points représentatifs des notes su une circonférence (parcourue par exemple dans le sens des aiguille

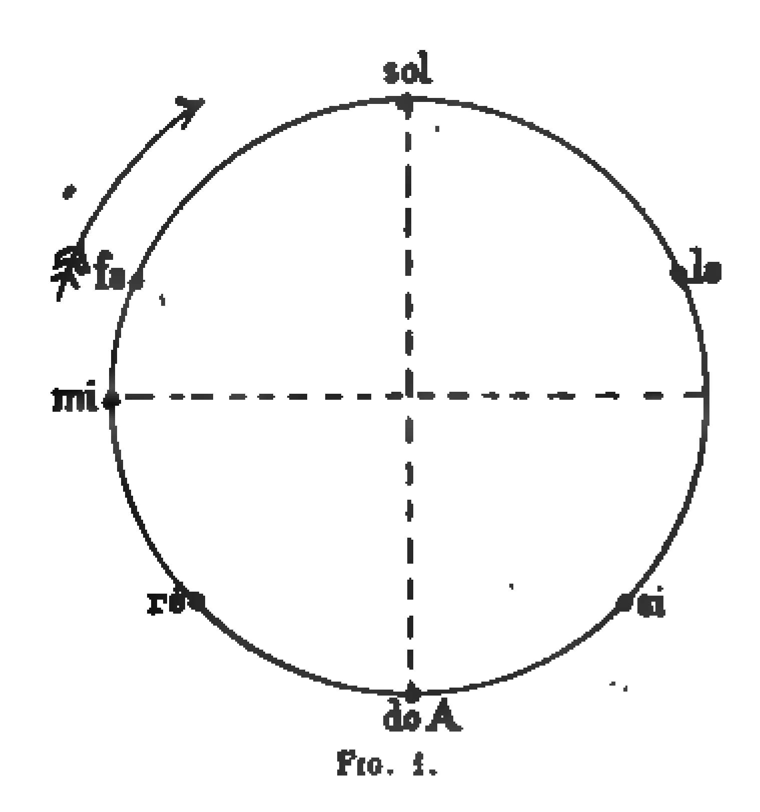


Fig. 1.

d'une montre) à partir d'une origine A (*fig.* 1), *en considérant l nombres qui définissent la gamme de* do *comme représentant des tou de circonférence :* ainsi *do* viendra tomber en A ; *ré*, $\frac{1}{8}$ de ci

conférence plus loin, etc..., le *do* suivant venant retomber en A.

Les notes prennent toutes des positions remarquables :

sol $= \frac{3}{2}$ diamétralement opposé à *do* $= 1$;

fa $= \frac{4}{3}$ et *la* $= \frac{5}{3}$ sur les sommets du triangle équilatéral inscrit ;

mi $= \frac{5}{4}$ sur le rayon horizontal gauche ;

ré $= \frac{9}{8}$ et *si* $= \frac{15}{8}$ symétriquement à 45° par rapport au diamètre vertical.

Nous avons ainsi représenté une certaine octave, qui sera notre octave origine, et dont nous affecterons les éléments de l'indice 0 : do_0, $ré_0$, ..., si_0.

Si nous continuions pour l'octave suivante :

$$do_1 = 2, \qquad ré_1 = 2 \cdot \frac{9}{8}, \text{ etc.,}$$

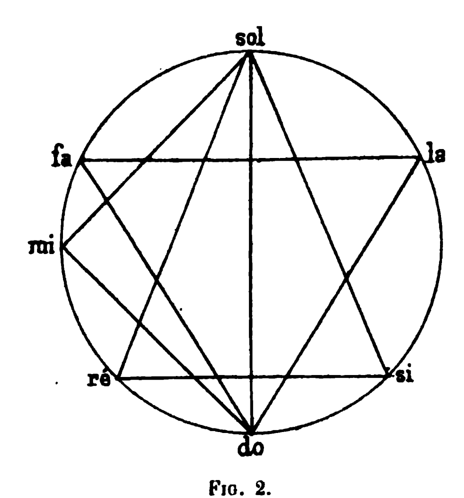


Fig. 2.

sol_1 viendrait en A, fa_1 à la place de la_0, mi_1 à la place de sol_0, etc. Mais bornons-nous à l'octave origine. Nous faisons immédiatement les observations suivantes :

1° Le simple aspect de la figure fait ressortir la lacune laissée au point $\frac{7}{4}$. La note $\frac{7}{4}$, qui rendrait la symétrie de la gamme géomé-

trique parfaite, est précisément le *si*$\flat$ *harmonique* que donnent c
tains instruments (cor d'harmonie) ;

2° En outre de cette *symétrie incomplète* par rapport au d
mètre vertical, il y a une *fausse symétrie*, facile à définir, par rapp
au diamètre horizontal ;

3° Voici maintenant l'observation qui sera la base de toute
représentation géométrique :

Les trois échelles (*accords parfaits*) Δ^0, T^0, D^0, *qui constituent*
gamme, sont représentées géométriquement par trois triangles i
cèles (*fig.* 2).

Le triangle représentant l'échelle Δ : *fa*, *la*, *do* (nous l'appeller
le triangle Δ), est même équilatéral (*fig.* 3).

Le triangle T est rectangle isocèle (*fig.* 4).

Le triangle D est simplement isocèle (*fig.* 5).

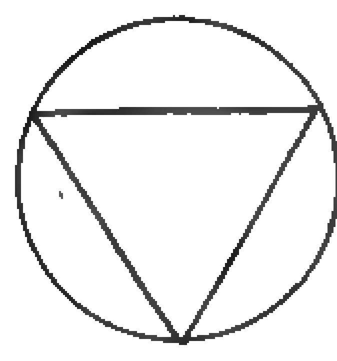


Fig. 3.

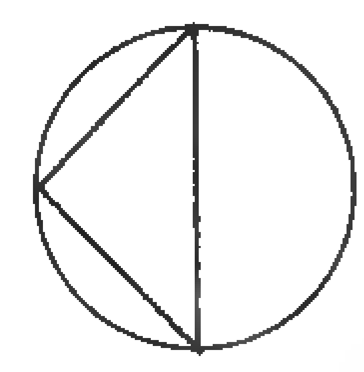


Fig. 4.

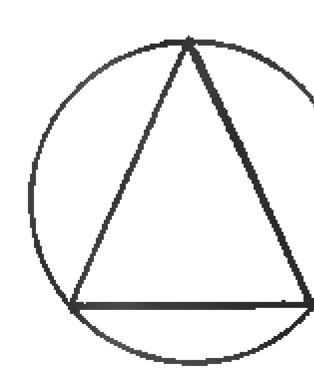


Fig. 5.

Donc ce mode de représentation fait correspondre aux accor
simples des triangles simples, aux accords plus compliqués ou mo
consonants des figures moins simples ;

4° Il y a plus : si nous désignons d'une façon générale par S
sommet remarquable d'un triangle isocèle (celui qui est à l'int
section des côtés égaux), nous allons voir qu'on peut, moyennant u
convention très légitime, dire que *le sommet* S *de chacun de ces tr*
triangles est justement le point représentatif de la MÉDIANTE *de l'*
cord correspondant, ce que traduira géométriquement la relation

$$\frac{5}{4} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{3}{2}\right).$$

C'est vrai pour Δ et T.

Pour le troisième accord, D, cela semble faux, car c'est le *sol*
se trouve en S. Mais convenons d'obtenir graphiquement ce troisiè

accord en partant de sa *tonique* sol_0 prise dans l'octave origine, jusqu'à sa dominante $ré_1$ toujours *en montant :* $ré_1 = 2 \cdot \frac{9}{8}$ vient à la place de mi_0, et alors le triangle D redevient isocèle, mais de telle

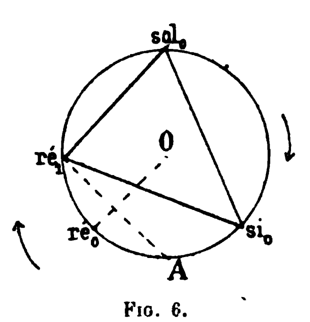


Fig. 6.

façon, cette fois, que son sommet S coïncide bien avec la médiante si_0 de l'accord représenté (*fig.* 6).

Cette convention (obtenir chaque accord parfait à partir de sa tonique prise dans l'octave origine, *en montant*, et en représentant les notes suivantes dans l'octave + 1, s'il y a lieu, puis ramener toutes les notes dans l'octave 0 par une construction évidente) sera la seule que nous aurons à faire ; appelons-la la *convention de passage à l'octave.*

INTRODUCTION DES DIÈSES ET DES BÉMOLS.

1. *Les dièses.* — Supposons maintenant que nous voulions monter d'une quinte, c'est-à-dire passer de la gamme actuelle de *do* dans la gamme de *sol*, caractérisée par trois accords Δ^1, T^1, D^1 :

Δ^1 n'étant autre que T^0 : *do, mi, sol ;*

T^1 — D^0 : *sol, si, ré ;*

D^1 enfin étant déterminé par les notes *ré*, *la* $\frac{81}{80}$, quinte juste de *ré*, et par la nouvelle sensible *fa*♯ qui remplace le *fa*.

Si on néglige le comma $\frac{81}{80}$, l'analogie conduit à déterminer géométriquement le *fa*♯ comme sommet S d'un triangle isocèle ayant

pour base *la corde — ré-la donnée.* — Nous obtenons ainsi une no
qui a pour valeur :

$$\frac{1}{2}(ré + la) = \frac{1}{2}\left(\frac{9}{8} + \frac{5}{3}\right) = \frac{67}{48}.$$

Cette note ne diffère du *fa♯ vrai* (défini comme sensible de
gamme de *sol*) que d'une fraction $\frac{134}{135}$ très inférieure au comma. No
avons donc le droit de dire que le point ainsi construit représen
bien le *fa♯* (*fig.* 7).

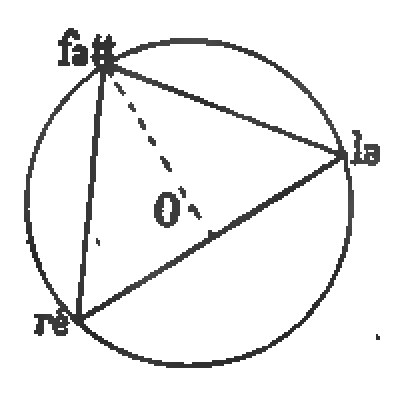


Fig. 7.

Ainsi la gamme de *sol* sera représentée géométriquement, el
aussi, par un groupe de trois triangles Δ^1, T^1, D^1 *isoceles*, et d
les sommets S sont les points représentatifs des médiantes.

Cette règle est générale et permet d'obtenir successivement tou
les dièses usités, du *fa♯* au *la♯*, avec leurs valeurs de *sensibles*, et cel
moyennant la convention de *passage à l'octave*.

Par exemple, pour obtenir la note *ut♯*, je détermine sur le cercl
un point qui correspond au nombre

$$\frac{1}{2}(la_0 + mi_1) = \frac{1}{2}\left(\frac{5}{3} + \frac{5}{2}\right),$$

soit $\frac{5^2}{2^2 \cdot 3}$ *dans l'octave* + 1, c'est-à-dire $\frac{5^2}{2^3 \cdot 3}$ une fois le poin
obtenu ramené dans l'octave origine.

Le tableau suivant légitime la règle annoncée, en comparant l
valeur de la note obtenue géométriquement à sa valeur théorique
l'écart est toujours inférieur ou égal au comma.

Note	$fa_\sharp$	$ut_\sharp$	$sol_\sharp$	$ré_\sharp$	$la_\sharp$
Valeur géométrique..................	$\frac{67}{48}$	$\frac{5^2}{2^3 \cdot 3}$	$\frac{5^2}{2^4}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{167}{3 \cdot 2^5}$
— théorique (comme sensible)...	$\frac{3^2 \cdot 5}{2^5}$	$\frac{3^3 \cdot 5}{2^7}$	$\frac{5^2}{2^4}$	$\frac{3 \cdot 5^2}{2^6}$	$\frac{3^2 \cdot 5^2}{2^7}$
Rapport des deux valeurs............	$\frac{134}{135}$	$\frac{80}{81}$	1	$\frac{224}{225}$	$\frac{668}{675}$

D'ailleurs la *solution rigoureuse* nécessaire pour moduler dans des tons éloignés s'obtient par des bissections ; par exemple : la quinte *juste* de *ré* tombe au point bissecteur de l'arc *sol-si* ; etc.

Règle des dièses. — La règle pour monter d'une quinte sera donc la suivante : Pour passer de la gamme définie par $\Delta^n T^n D^n$ à la gamme définie par $\Delta^{n+1} T^{n+1} D^{n+1}$, il suffit des trois opérations suivantes :

1° Appeler T^n, Δ^{n+1} ;

2° Appeler D^n, T^{n+1} ;

3° Pour obtenir le troisième triangle D^{n+1}, former le triangle *isocèle* ayant pour base *la corde qui joint la médiante de* Δ^n *à la dominante de* D^n (*ou* rigoureusement : *la* 3ᵉ *bissectrice de* D^n).

Il est inutile de multiplier les remarques géométriques qui permettent de distinguer dans chaque triangle formé la tonique, la médiante et la dominante, ainsi que la note qui est altérée dans le changement de ton, ces remarques étant très simples. Bornons-nous à observer que, dans toute gamme géométriquement représentée, *la tonique et la dominante* sont en évidence sur la figure : ce sont les deux *sommets doubles* (communs à deux triangles).

II. *Les bémols.* — La même règle approximative appliquée aux bémols donnerait des résultats inadmissibles. Par exemple, pour passer de *do* en *fa* (descente d'une quinte), elle nous conduirait à prendre pour $si_\flat$ la note déterminée par l'équation :

$$ré_1 = \frac{1}{2}(si_{\flat_0} + fa_1),$$

ré étant la médiante de l'accord $si_\flat$-*ré*-*fa*, ou :

$$2 \cdot \frac{9}{8} = \frac{1}{2}\left(si_{\flat_0} + 2 \cdot \frac{4}{3}\right) \qquad \text{d'où} \qquad si_{\flat_0} = \frac{11}{6},$$

valeur qui diffère de plus d'un comma du $si_\flat$ théorique. Mais si, pour

déterminer le triangle $si_{\flat}$-*ré*-*fa* isocèle qu'il s'agit de construi (puisqu'il est le seul nouveau triangle qu'introduise le changeme de ton), nous convenons de placer au sommet S non plus la médian

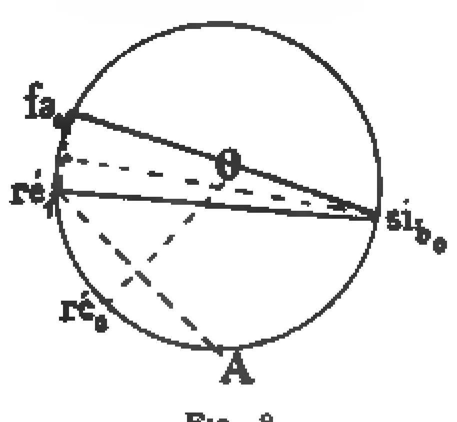


Fig. 8.

ré, mais la tonique $si_{\flat}$, avec, bien entendu, la convention de passag à l'octave (mais en montant cette fois dans l'ordre dominant tonique-médiante), il vient :

$$si_{\flat_0} = \frac{1}{2}(fa_0 + ré_1) = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{3} + 2 \cdot \frac{9}{8}\right) = \frac{43}{24},$$

valeur admissible, car elle fait l'intervalle $\frac{129}{128}$ avec le $si_{\flat}$ vrai, déte miné comme sous-dominante de la gamme de *fa*, soit $\frac{16}{9}$.

De même $mi_{\flat}$ sera déterminé par :

$$mi_{\flat_0} = \frac{1}{2}\, mi_{\flat_1} \qquad \text{et} \qquad mi_{\flat_1} = \frac{1}{2}(si_{\flat_0} + sol_1),$$

et sera exact à moins d'un comma près.

Continuant ainsi, nous engendrerons tous les bémols usités, comm plus haut nous avons obtenu tous les dièses.

Voici encore le tableau des approximations que donne la géométri (pour le $sol_{\flat}$, l'écart est de plus d'un comma) :

Note	$si_{\flat}$	$mi_{\flat}$	$la_{\flat}$	$ré_{\flat}$	($sol_{\flat}$)
Valeur géométrique.......	$\frac{43}{2^3 \cdot 3}$	$\frac{115}{2^5 \cdot 3}$	$\frac{307}{2^6 \cdot 3}$	$\frac{273}{2^8}$	$\left(\frac{2\,195}{2^9 \cdot 3}\right)$
— théorique	$\frac{2^4}{3^2}$	$\frac{2^5}{3^3}$	$\frac{2^7}{3^4}$	$\frac{2^8}{3^5}$	$\left(\frac{2^{10}}{3^6}\right)$
Rapport des deux valeurs..	$\frac{129}{128}$	$\frac{1\,035}{1\,024}$	$\frac{8\,289}{8\,192}$	$\frac{66\,339}{65\,536}$	$\left(\frac{533\,385}{524\,288}\right)$

Ici une solution rigoureuse exigerait des trisections d'angles.

Règle des bémols. — Nous avons donc, pour descendre d'une quinte, la règle suivante :

Pour passer de la gamme

$$\Delta^{-n}T^{-n}D^{-n} \text{ à la gamme } \Delta^{-(n+1)}T^{-(n+1)}D^{-(n+1)},$$

il suffit des trois opérations suivantes :

1° Appeler T^{-n}, $D^{-(n+1)}$;

2° Appeler Δ^{-n}, $T^{-(n+1)}$;

3° Pour obtenir $\Delta^{-(n+1)}$, former le triangle *isocèle* ayant pour base la corde qui joint la *tonique de* Δ^{-n} *à la dominante de* D^{-n}.

Ici encore, des observations géométriques évidentes permettent de retrouver les noms des notes d'une gamme géométriquement constituée. *La tonique* et *la dominante* sont encore représentées par les deux *sommets doubles*.

COMPARAISON DES DEUX RÈGLES.

Ainsi le résultat obtenu est le suivant :

Tous les accords parfaits sont représentables par des triangles isocèles.

Mais nous avons énoncé deux règles pour les former :

L'une en observant l'ordre naturel tonique-médiante-dominante (cas des dièses), et alors le sommet S donne la médiante ;

L'autre en prenant l'ordre dominante-tonique-médiante (cas des bémols), et alors le sommet S donne la tonique.

Ainsi, dans les deux cas, le sommet S donne *la note qu'on veut introduire.*

Une analyse plus complète montrerait que ces deux modes de génération des accords parfaits sont également légitimes dans plusieurs cas, et peuvent être alors employés indifféremment. Ils correspondent d'ailleurs à deux formes différentes d'une même relation. Si on néglige ces régions communes aux deux règles, il est facile d'établir les règles qui permettent de *supprimer* un dièse ou un bémol. Elles seront inverses des deux règles données.

Limites de la représentation géométrique. — Ce sont les limites mêmes de l'écriture musicale usuelle. Le *sol*♭ n'est plus exactement représentable par les constructions indiquées : le calcul donne alors des écarts supérieurs au comma. Du côté des dièses, il y a une solution rigoureuse, dont le champ est illimité.

Mode mineur. — Le mode mineur ne donne lieu à aucune tradu
tion géométrique simple ; mais, grâce à la considération de la gamm
mineure *relative* d'une gamme majeure donnée, on peut ramen
l'interprétation géométrique de la première à celle de la second
Par exemple, le cercle divisé comme précédemment représentera
gamme mineure de la.

Application aux analyses musicales. — La *fig.* 9 donne un exemp
d'analyse musicale par la méthode géométrique. Elle représent
aux points de vue harmonique et mélodique (le point de vue rythmiq

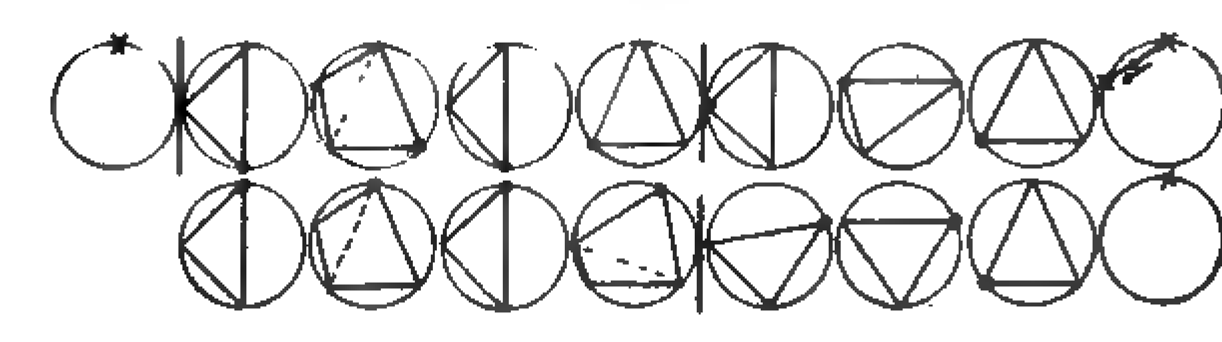


Fig. 9.

étant exclu), les quatre premières mesures de l'*andante* de la *Sona*
pour piano, *op.* 14, n° 2, de Beethoven. Toutes les notes sont ramené
dans une même octave (l'octave do_3, $ré_3$, …, si_3 des musiciens).
note qui, dans chaque accord, mène la mélodie, est figurée par u
point fort quand elle appartient effectivement à cette octave, et pa
une croix lorsqu'elle a été ramenée de l'octave do_2, …, si_2 (octav
inférieure) dans l'octave do_3, …, si_3.

Calculs de vérification.

Fa♯ 1. Définition géométrique : $\frac{1}{2}\left(\frac{9}{8}+\frac{5}{3}\right)=\frac{27+40}{48}=\frac{67}{48}$.

2. — théorique (sensible de la gamme de *sol*) $\frac{15}{8}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}=\frac{3^2 . 3}{2^3}$

Ut♯ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}\left(\frac{5}{3}+2\cdot\frac{5}{4}\right)=\frac{5(2+3)}{2^3 . 3}=\frac{5^2}{2^3 . 3}$.

2. Sensible de *ré* : $\frac{15}{8}\cdot\frac{9}{8}\cdot\frac{1}{2}=\frac{3^3 . 5}{2^7}$.

Sol♯ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\left(\frac{5}{4}+\frac{15}{8}\right)=\frac{5(2+3)}{2^4}=\frac{5^2}{2^4}$.

2. Sensible de *la* : $\frac{15}{8}\cdot\frac{5}{3}\cdot\frac{1}{2}=\frac{3 . 5^2}{3 . 2^4}=\frac{5^2}{2^4}$.

Ré♯ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}\left[\frac{15}{8}+2\cdot\frac{67}{48}(\text{fa}\sharp\text{géom.})\right]=\frac{(3.15)+67}{2.2.24}=\frac{112}{2^5.3}=\frac{7}{6}$.

2. Sensible de *mi* : $\frac{15}{8}\cdot\frac{5}{4}\cdot\frac{1}{2}=\frac{3.5^2}{2^6}$.

La♯ 1. Géom. : $\frac{1}{2}(\text{fa}\sharp_{\text{géom.}}+\text{ut}\sharp_1\text{géom.})=\frac{1}{2}\left(\frac{67}{48}+2\cdot\frac{5^2}{2^3.3}\right)=\frac{67+(2^2\times 25)}{3.2^5}=\frac{167}{3.2^5}$.

2. Sensible de *si* : $\frac{15}{8}\cdot\frac{15}{8}\cdot\frac{1}{2}=\frac{3^2.5^2}{2^7}$.

Si♭ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\left(\frac{4}{3}+2\cdot\frac{9}{8}\right)=\frac{(4.4)+(3.9)}{2^3.3}=\frac{43}{2^3.3}$ ou $\frac{43}{24}$.

2. Sous-dominante de *fa* : $\frac{4}{3}\cdot\frac{4}{3}=\frac{2^4}{3^2}$.

Mi♭ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}\left(\frac{43}{24}+2\cdot\frac{3}{2}\right)=\frac{43+(3.24)}{4.24}=\frac{115}{2^5.3}$.

2. Sous-dominante de *si♭* : $\frac{4}{3}\cdot\frac{2^4}{3^2}\cdot\frac{1}{2}=\frac{2^5}{3^3}$.

La♭ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\left(\frac{115}{2^5.3}+2\right)=\frac{115+(3.2^6)}{2^6.3}=\frac{115+192}{2^6.3}=\frac{307}{2^6.3}$.

2. Sous-dominante de *mi♭* : $\frac{4}{3}\cdot\frac{2^5}{3^3}=\frac{2^7}{3^4}$.

Ré♭ 1. Géométrique $\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}\left(\frac{307}{2^6.3}+2\cdot\frac{4}{3}\right)=\frac{307+2^9}{2^8.3}=\frac{307+512}{2^8.3}=\frac{819}{2^8.3}=\frac{273}{2^8}$.

2. Sous-dominante de *la♭* : $\frac{4}{3}\cdot\frac{2^7}{3^4}\cdot\frac{1}{2}=\frac{2^8}{3^5}$.

Sol♭ 1. Géométrique : $\frac{1}{2}\left(\frac{819}{2^8.3}+\frac{43}{2^3.3}\right)=\frac{819+(43.2^5)}{2^9.3}=\frac{819+1376}{2^9.3}=\frac{2195}{2^9.3}$.

2. Sous-dominante de *ré♭* : $\frac{4}{3}\cdot\frac{2^8}{3^5}=\frac{2^{10}}{3^6}$.

COURANTS PRODUITS PAR LE COUPLE Pt- MOUSSE DE Pt IMMERGÉ DANS UNE DISSOLUTION SALINE OU ACIDULÉE (CONTRIBUTION A LA THÉORIE OSMOTIQUE DE LA PILE) (1) :

Par M. Tito MARTINI.

J'avais déjà étudié, il y a quelques années, les courants qui se produisent quand on plonge, dans l'eau acidulée, un couple formé d'une lame de platine et d'une mousse de platine (2). Je crus d'abord

(1) Pour les détails, je renvoie à mon mémoire présenté à l'Institut de Venise, séance de novembre (*Atti del R. Ist. Ven.*, 1907, p. 177).

(2) *Atti del R. Istituto Veneto*, 1895, p. 1196.

que la production du courant était d'origine thermique ; et c… idée m'engagea à faire des expériences sur la chaleur dévelop… par les poudres mouillées [1] dont on a parlé dans ce *Journal* [2].

Ayant, ensuite, repris l'étude sur ces courants, il m'a semblé q… devait y avoir une relation très étroite entre ce phénomène et celu… Pouillet, à cause de la propriété dont quelques corps jouissent, ou… celle de s'échauffer lorsqu'on les mouille, d'absorber le dissous o… dissolvant lorsqu'ils sont mis en contact d'une dissolution ; car c'… précisément dans cette propriété que le courant aurait son origi…

M. Lagergren a fait connaître que le charbon animal mis en c… tact avec une dissolution de KNO^3 absorbe une grande quantité… ce sel [3]. De mon côté, j'ai observé que le noir animal et la sil… ont aussi la propriété d'absorber l'eau en proportion plus gra… que le corps dissous quand ils sont mis en contact avec une disso… tion alcoolique ou acidulée [4]. J'ai trouvé aussi que la mousse… platine s'échauffe par le mouillage de même que la silice et le ch… bon animal et, selon toute probabilité, elle jouira des mêmes p… priétés sélectives. Par conséquent, si le couple Pt-mousse de Pt… immergé dans une de ces dissolutions, déjà utilisées par M. Lag… gren, où le sel est absorbé par le corps poreux (par exemple, la d… solution de KNO^3), l'assemblage devient une pile de concentrat… représentée par le schéma suivant :

Pt	Dissolution de KNO^3		Mousse
+	plus	moins	de Pt
	concentrée	concentrée	—

Si, au contraire, la mousse absorbe le dissolvant de préférence… dissous, ce qui arrive avec la dissolution de SO^4H^2, le schéma… renversé :

Pt	Dissolution de SO^4H^2		Mousse
—	moins	plus	de Pt
	concentrée	concentrée	+

Dans les deux cas, d'après l'hypothèse de M. Nernst, la produ… tion du courant serait due à la différence de la pression osmotiq… aux électrodes ; et le courant se maintient jusqu'à ce que persis… cette différence, c'est-à-dire jusqu'à la fin du processus d'absorptio…

(1) *Atti del R. Istituto Veneto*, 1898, 1900, 1904, p. 927, 615.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 524 ; 4e série, t. V, p. 781, 1906.
(3) *Bihang Till K. Svenska Vet. Akad.*, Baud 24, Afd II, Stockholm, 1890.
(4) *Atti del R. Ist. Ven.*, 1902, p. 647 ; — *J. de Phys.*, 4e série, III, p. 87, 1904

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXVII, n° 6; 1907.

M. LAUGWITZ. — Ueber den Durchgang elektrischer Wellen durch nicht metallische Gitter (Passage des ondes électriques à travers des réseaux non métalliques). — P. 148-163.

Un réseau formé de tubes de verre remplis d'eau laisse passer sans affaiblissement notable des ondes électriques lorsque ses éléments sont parallèles au vecteur magnétique, et les arrête à peu près complètement lorsque les éléments sont perpendiculaires à ce vecteur. Cet effet est bien dû à l'eau, car il ne se produit pas quand les tubes sont vides.

Le calcul montre que cette action de l'eau ne résulte pas de sa conductibilité, et l'expérience le confirme. La transparence du réseau décroît, en effet, d'une manière continue quand on fait croître la longueur d'onde, sans passer par un minimum correspondant à la résonance, ainsi qu'on l'observe avec les réseaux métalliques ou simplement conducteurs, comme un réseau constitué par des tubes d'acide sulfurique.

Le phénomène est dû au pouvoir inducteur très élevé de l'eau : il est moins prononcé avec le nitrobenzène, moins encore avec l'acétone, comme on doit s'y attendre d'après la grandeur de leur pouvoir inducteur.

Les réseaux composés d'éléments isolants sont analogues aux cristaux dichroïques dont la tourmaline est le type.

Cl. SCHAEFER. — Ueber die Wirkung dielektrischer Zylinder auf elektrische Wellen (Action des cylindres diélectriques sur les ondes électriques). — P. 163-176.

Étude théorique de l'action exercée sur la propagation des ondes de longueur λ par un cylindre diélectrique de rayon ρ et de pouvoir inducteur ε, dont l'axe est parallèle au vecteur électrique.

L'auteur considère deux cas particuliers :

1° $\frac{\rho}{\lambda}$ est très petit et $\frac{\rho}{\lambda}\sqrt{\varepsilon}$ est très grand; le diélectrique se comporte comme un métal dont la conductibilité est infinie ;

2° $\frac{\rho}{\lambda}$ et $\frac{\rho}{\lambda}\sqrt{\epsilon}$ sont très petits tous les deux. D'après le calcul, cylindre n'exercerait aucun effet d'écran, mais au contraire renfo cerait le rayonnement en arrière (par rapport au sens de propag tion des ondes). Ce résultat est en contradiction avec les observ tions faites sur les réseaux. Cette contradiction doit être attribu sans doute à ce qu'un réseau formé d'éléments rapprochés ne comporte pas comme un cylindre isolé.

A. SZAVASSI. — Ueber unipolare Induktion (Induction unipolaire). — P. 73-

Le siège du tourbillon du vecteur électrique qui provoque l'indu tion unipolaire est dans une couche infiniment mince sur la surfa de l'aimant.

W. WILSON. — Lichtelektrische Entladung und durch Bestrahlung erzeugt Leitvermögen (Décharge photoélectrique et conductibilité produite par l'écl rement). — P. 107-131.

L'iodure d'argent possède une sensibilité photoélectrique tr grande, égale à dix fois environ celle de l'aluminium, vis-à-vis d rayons ultra-violets. Les rayons violets, quoique fortement absorb par l'iodure, n'ont sur lui aucune action électrique. Par contre, ta dis que ceux-ci provoquent une augmentation notable de la condu tibilité, les rayons ultra-violets n'ont qu'une influence insignifiant

Lorsque la couche d'iodure d'argent (ou d'argent) est grenue, conductibilité augmente sous l'action des rayons ultra-violets. D variations progressives semblent déceler une transformation chimiqu

Les constantes photoélectriques du peroxyde de plomb et du su fure d'argent, qui possedent tous deux la conductibilité métalliqu sont égales respectivement à 1 et à 9,5, celle de l'aluminium éta prise pour unité.

La gomme laque n'est pas photoélectrique.

H. LAHN. — Ueber adiabatischen und isothermen Halleffekt bei Wismut (Effet Hall adiabatique et isotherme dans le bismuth). — P. 131-148 [1].

La différence entre ces deux effets est assez faible pour être négli gée en pratique.

---

[1] Cf. GANS, *J. de Phys.*, 4e série, V, p. 261. 1906.

A. EINSTEIN. — Ueber die Moglichkeit einer neuen Prüfung des Relativitatsprinzips (Sur la possibilité d'une nouvelle vérification du principe de relativité). — P. 197-198.

P. EHRENFEST. — Die Translation deformierbarer Elektronen und der Flachensatz (Translation des électrons déformables et théorème des aires). — P. 204-205.

A. EINSTEIN. — Bemerkungen zu der Notiz von Hrn Paul Ehrenfest (Remarques sur la note précédente).

A. VAN DER BROCK. — Das α Teilchen und das periodische System der Elemente (Les particules α et la classification périodique des corps simples). — P. 199-203.

Le rapport $\frac{e}{m}$ de la masse électrique à la masse mécanique des particules α a été trouvé égal à 5.10^3, c'est-à-dire à la moitié de cette valeur pour l'hydrogène. Entre autres hypothèses pour expliquer ce résultat, on peut admettre qu'une particule α représente un demi-atome d'hélium uni à une charge élémentaire.

On peut ensuite reconstruire le système de classification des corps simples, en calculant leurs poids atomiques comme multiples du demi-poids atomique de l'hélium.

On forme un tableau à deux entrées : dans les colonnes verticales, les nombres se succèdent en progression arithmétique de raison 16 ; en lignes horizontales, en progression de raison 2. Le premier terme du tableau est 2, correspondant à la particule α.

Les corps simples se placent assez bien dans ce tableau, quoique les différences soient notables parfois et que l'arrangement soit bien souvent arbitraire.

On ne voit pas pourquoi le cuivre (Cu = 63,6) est placé au nombre 70 et non à 68 ou 66, qui figurent dans d'autres colonnes ; alors que Ga = 70 est placé à 74, et de tels exemples sont nombreux.

M. LAMOTTE.

LEO ARONS. — Eine Amalgamlampe mit reichem Linienspektrum (Lampe à amalgame donnant un spectre de raies très riches). — P. 176-178. (Une planche hors texte, photographies des spectres obtenus avec différentes durées de pose.)

C'est une lampe à amalgame répondant à la composition Hg^3PbBi, dans une enveloppe en quartz, ce qui lui permet de supporter de

fortes charges. Elle donne simultanément les spectres de trois métaux ; M. le Dr Küch a réussi à incorporer encore dans l'amalgame du zinc et du cadmium, et a obtenu ainsi un spectre extrêmement riche, surtout dans l'ultra-violet. Les lampes Hg^2PbBi, construites par la maison Heraeus, peuvent fonctionner pendant des heures sans nécessiter de nouveau réglage.

P. Lugol.

N° 7.

W. ALTBERG. — Ueber kurze Akustische Wellen bei Funkenentladung von Kondensatoren (Sur les ondes acoustiques courtes dans l'étincelle de décharge des condensateurs). — P. 267-276.

Un condensateur de capacité connue chargé par une bobine d'induction se décharge aussitôt à travers un solénoïde de self-induction connue, et donne une étincelle dans un éclateur fixé dans le plan focal d'un miroir concave ; les ondes sonores rendues parallèles frappent normalement un réseau formé de tiges d'acier ou de verre séparées par des intervalles égaux à leur diamètre ; miroir et réseau sont montés sur le bras mobile d'un spectromètre ; les ondes diffractées sont reçues par un deuxième miroir concave qui les concentre dans son plan focal sur une plaque de mica (4×12 millimètres) placée sur un appareil de torsion (1), et dont l'impulsion mesure la pression de l'onde diffractée.

En déplaçant le bras mobile, on constate l'existence, dans certaines directions, de maximums d'impulsion très nets qui sont de véritables images sonores de diffraction. Si l'on connaît l'angle de ces directions avec la normale au réseau et la constante de l'instrument, on peut calculer la longueur d'onde ; on peut également la calculer par la formule :

$$\lambda = \pi v \sqrt{LC},$$

où v désigne la vitesse du son, L la self-induction et C la capacité, et comparer les nombres donnés par ces deux méthodes.

Les expériences faites avec cinq réseaux à constante comprise entre 2 millimètres et 11mm,8, des capacités de 0,00041 à 0,0016 microfarad et des self-inductions de $0,78 . 10^6$ à $30,4 . 10^6$ henrys, ont

(1) Modification d'un appareil déjà employé par l'auteur (cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 810 ; 1903).

donné des résultats suffisamment concordants pour les longueurs d'onde supérieures à 2 millimètres.

La plus petite longueur d'onde mesurée a été de 1 millimètre.

L'énergie sonore diminue avec la longueur d'onde, vraisemblablement à cause d'une diminution de l'efficacité acoustique de l'étincelle.

D. VAN GULIK. — Ueber das Absorption Spektrum des Chlorophylls (Sur le spectre d'absorption de la chlorophylle). — P. 277-284.

Le spectre d'absorption de la chlorophylle montre dans le rouge une bande d'absorption très marquée que Donath n'a pas observée dans ses recherches bolométriques [1]; il a simplement constaté une région d'absorption énergique et étendue entre cette bande et le vert. En substituant au bolomètre, comme instrument de recherche, une pile thermoélectrique linéaire de Rubens, l'auteur a constaté qu'il y a, aussi bien en solution étendue qu'en solution concentrée, un maximum d'absorption très prononcé vers 665 $\mu\mu$, près de la raie du lithium. Les résultats de Donath s'expliquent par ce fait que le déplacement qu'il donnait à son bolomètre dans le faisceau réfracté le faisait passer de $\lambda = 638$ à $\lambda = 675$, ce qui ne lui permettait pas de constater l'existence du maximum. Il y aurait intérêt, au point de vue de la biologie, à reprendre cette étude dans l'infra-rouge, et avec les feuilles elles-mêmes.

C. DÉGUISNE. — Die Aufzeichnung von akustischen Schwebungen (Inscription des battements acoustiques). — P. 308-316. (Une planche hors texte, reproduction des figures obtenues.)

Les vibrations de deux diapasons sont transmises à une même flamme d'acétylène, de 3 centimètres de hauteur, soit en mettant les branches des diapasons tout près de la flamme, leur plan parallèle à son axe et l'axe des diapasons près de l'orifice du brûleur, soit au moyen de la disposition suivante [2]. Les diapasons D_1 et D_2 (*fig.* 1, où leurs extrémités sont vues de champ) vibrent immédiatement au-dessous d'une ouverture rectangulaire AC percée dans la base inférieure d'un cylindre de clinquant dont la base supérieure est percée d'un trou au centre duquel vient déboucher l'orifice du brû-

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, 309; 1897.

(2) DÉGUISNE et MARBE, *Phys. Zeitschr.*, t. VIII, p. 200; 1907.

sphérique, ce composé se forme également. Mais il paraît être toujours en quantité minime, et les expériences par lesquelles Hautefeuille et Chappuis ont cru le caractériser comme anhydride perazotique Az^2O^6 ne seront pas décisives, car elles supposent que ce corps est le seul produit de l'oxydation de l'azote par l'effluve.

Le spectre d'absorption de l'anhydride azotique présente dans l'infra-rouge deux bandes entre 2,3 et 6,5 μ, une plus faible entre 2,5 et 5 μ avec un maximum vers 3,39 μ et une très accusée avec un maximum vers 5,75 μ. Cette dernière fournit une réaction très sensible pour déceler l'anhydride azotique.

G. SCHULZE. — Ueber das Verhalten von Tantalelektroden (Propriétés des électrodes de tantale). — P. 226-246.

Les électrodes de tantale possèdent des propriétés analogues aux électrodes d'aluminium et peuvent servir à la construction de soupapes électrolytiques. Le vanadium, le niobium, le magnésium possèdent aussi ces mêmes propriétés, et il en serait de même sans doute des autres métaux dans des circonstances favorables.

F. PASCHEN. — Ueber den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen des Wasserstoffs (Effet Doppler dans le spectre des rayons-canal de l'hydrogène). — P. 247-260.

Le spectre est produit par un réseau de Rowland : la fente se trouve au foyer d'un collimateur de 7 centimètres d'ouverture, de telle sorte que les rayons tombant sur le réseau forment des faisceaux cylindriques. Sur la normale au réseau, le spectre est à une distance de celui-ci égale à la moitié du rayon et est quatre fois environ plus lumineux que dans le dispositif de Rowland. De plus, l'image n'a pas d'astigmatisme : la netteté est encore suffisante à quelque distance de la normale, de 0,6 μ à 0,37, quand la longueur d'onde 0,48 μ est sur la normale. La dispersion varie de 0,0094 μ par millimètre sur la normale à 0,0082 sur les bords de la plaque sensible.

Les tubes à décharge ont un diamètre de 5 centimètres, l'anode est à l'extrémité, ou bien dans un tube latéral. La cathode est en aluminium, percée de trous ; le nombre de ces trous est toujours le même, mais leur diamètre varie de 0,6 à 5 millimètres. Le trajet des rayons-canal en arrière de la cathode est de 5 à 13 centimètres.

Jusqu'à 3 100 volts, la source d'énergie est une batterie d'accumu teurs ; au delà, une bobine d'induction munie d'un interrupteur à m cure. L'hydrogène, préparé par l'électrolyse, est desséché sur l'anl dride phosphorique ; les vapeurs de mercure sont retenues par tube à soufre, et la purification s'achève dans un tube contenant charbon de noix de coco et qui est plongé dans l'air liquide. Ce ch bon absorbe les impuretés plus que l'hydrogène et, comme absorbe l'hydrogène en quantité variable avec la pression, il p servir de régulateur de pression.

La largeur des raies se mesure sur les clichés à l'aide du comp rateur d'Abbe, ou, si elles sont trop peu nettes, par une métho photométrique.

Les résultats diffèrent sur quelques points de ceux qui ont été o tenus par M. Stark [1]. Ainsi le déplacement $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est le même po toutes les raies observées dans la série de l'hydrogène.

Lorsque la chute de potentiel cathodique est moindre que 3 000 vol il y a lieu de distinguer deux bandes de Doppler inégalement dép cées. Jusqu'à 800 volts, on n'observe que la plus déplacée (bande Entre 800 et 1 000 volts, l'autre devient visible (bande II). Entre 1 1 et 1 300 volts, elles sont d'intensité égale, mais séparées par un espa moins noir (sur le négatif). Puis la bande I s'affaiblit, est encore peine visible à 2 000 volts et disparaît.

L'intensité relative de ces deux bandes dépend aussi de la pressi du gaz ; la première s'affaiblit, la seconde se renforce quand la pressi diminue ; mais ces variations sont peu prononcées, quoique certaine

Pour chaque bande on a mesuré autant que possible la position commencement, du maximum d'éclat et de la fin. Si on admet que vitesse des rayons-canal est déterminée par la chute de potentiel c thodique tout entière, on peut calculer pour chacun de ces points valeur de $\frac{e}{m}$: on suppose, dans ce calcul, que toute l'énergie éle trique Ve est transformée en énergie cinétique.

A la bande I correspondent des valeurs de $\frac{e}{m}$ comprises entr 3000 et 7 000 ; quand la différence de potentiel varie de 5 à 1 100 volts, ces limites restent les mêmes. Dans cet intervall

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 46 et suiv., 1907.

l'énergie électrique est donc transformée en énergie cinétique. Les valeurs de $\frac{e}{m}$, calculées d'après la position du maximum, diminuent, au contraire, quand la différence de potentiel augmente.

Il en est de même pour la bande II. Sa limite supérieure est bien définie, suit la loi générale jusqu'à 10 000 volts, et la valeur correspondante de $\frac{e}{m}$ est 3 000.

Mais les valeurs de $\frac{e}{m}$ calculées d'après la limite inférieure s'abaissent de 1 000 (pour 990 volts) à 100 environ (pour 10 000 volts); de même celles qui sont calculées d'après le maximum s'abaissent de 1 800 à 300. De tels écarts ne peuvent être attribués à l'incertitude des pointés.

On se heurte ainsi à la même difficulté qui s'est présentée à W. Wien dans son étude sur la déviation magnétique et les autres propriétés du rayon-canal. Wien suppose, pour expliquer ces variations de $\frac{e}{m}$, que la charge électrique e reste constante, mais que m peut augmenter par l'adjonction de molécules. Cette hypothèse ne s'accorde pas avec les chiffres observés ici : il est plus plausible d'admettre que la diminution de $\frac{e}{m}$ provient d'une résistance de frottement subie par l'ion en mouvement, résistance qui croît avec la vitesse et, par suite, avec la différence de potentiel. Cette résistance doit se produire surtout en avant de la cathode, où les rayons cathodiques se propagent en sens inverse des rayons-canal.

Mais l'hypothèse de Wien peut expliquer l'existence de la bande II qui correspondrait à l'union d'une molécule avec l'ion. Les valeurs de $\frac{e}{m}$ calculées d'après cette supposition sont de l'ordre de grandeur de celles que fournissent les expériences.

D'après Stark, il se trouverait dans les rayons-canal des ions animés de toutes les vitesses possibles, depuis zéro jusqu'à la limite supérieure définie par la chute de potentiel cathodique. Mais les ions seraient lumineux seulement quand ils atteignent une certaine vitesse. Wehnelt admet que la plus grande partie des rayons-canal prennent naissance dans la première couche de lueurs et, par conséquent, traversent toute la chute de potentiel cathodique. S'il n'y

avait pas de frottement, on observerait une vitesse bien définie, et, par conséquent, une raie de Doppler aussi nettement délimitée que la raie normale. M. Paschen attribue au frottement la diminution et, par suite, la « dispersion » des vitesses.

Il resterait à expliquer pourquoi les rayons-canal ne sont pas lumineux dès leur origine, mais le deviennent seulement près de la cathode. En réalité, ils sont faiblement lumineux dès la couche de lueurs, mais changent de teinte et augmentent d'intensité à mesure qu'ils avancent dans leur trajet. Il est supposable que les vibrations des électrons constituant les vibrations lumineuses sont provoquées par les variations de vitesse du complexe formé par les électrons et par les masses inertes qui leur sont associées. L'émission lumineuse commencerait non pas pour une valeur déterminée de la vitesse ou de l'accélération, mais résulterait des variations de cette dernière grandeur. Celles-ci seraient provoquées par les variations du champ au voisinage de la cathode.

En fait, d'après les observations de F. Graham et de Wehnelt, la luminescence commence dans la première couche cathodique, à peu près dans la région où le champ commence à varier rapidement.

F. PASCHEN. — Ueber den Dopplereffek im Spektrum der Kanalstrahlen des Sauerstoffs (Effet Doppler dans le spectre des rayons-canal de l'oxygène). — P. 261-266.

Lorsque le gaz est bien pur et que la pression n'est pas trop réduite, les rayons-canal présentent le spectre de séries de l'oxygène. Les raies de ce spectre ne donnent lieu à aucun effet Doppler. Les raies étudiées sont les triplets de la série la plus intense, 0μ,6157, 5330, 4968, et les triplets de la série plus faible 0μ,5436, 5020, 4802.

Par contre, on observe l'effet Doppler, même avec des différences de potentiel assez faibles (2 000 volts), sur les raies du spectre primaire, qu'on obtient avec les tubes de Geissler. Les valeurs calculées pour $\frac{e}{m}$ varient avec la différence de potentiel suivant des lois analogues à celles qui ont été trouvées dans le cas de l'hydrogène. Mais on ne peut affirmer l'existence des deux raies déplacées telles qu'on les observe avec ce dernier gaz. D'après les valeurs de $\frac{e}{m}$, il semble démontré qu'il existe dans les rayons-canal des atomes d'oxygène portant une seule charge élémentaire positive.

Puisque le spectre de séries ne présente pas l'effet Doppler, c'est qu'il n'est pas émis par des ions positifs. Il ne le présente pas non plus quand il provient des rayons cathodiques; il n'est donc pas émis par des ions négatifs.

J. LAUB. — Ueber sekundäre Kathodenstrahlen (Rayons cathodiques secondaires). P. 285-301.

Les rayons cathodiques primaires sont reçus sur un réflecteur relié au sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre.

L'intensité du courant mesurée par ce galvanomètre décroît quand l'angle d'incidence des rayons primaires augmente et aussi quand la différence de potentiel entre la cathode et le réflecteur augmente.

Si le réflecteur est en aluminium, le courant reste négatif, quelle que soit l'incidence; avec les autres métaux, il diminue d'intensité, passe par zéro et devient positif.

Quel que soit le métal et quelle que soit la différence de potentiel, la quantité de chaleur Q reçue par le réflecteur est indépendante de l'incidence. Il faut en conclure que la vitesse des rayons secondaires est très faible, ce qui a été vérifié par les mesures directes de Füchtbauer.

Parmi les rayons secondaires, il s'en trouve qui ont la même vitesse que les rayons primaires (rayons réfléchis); puisque Q est indépendant de l'incidence, il en est de même de cette réflexion.

La vitesse des rayons secondaires est du même ordre de grandeur pour tous les métaux, puisqu'ils se comportent de même en ce qui concerne la quantité de chaleur Q.

Il se pourrait bien que les rayons primaires libèrent toujours la même quantité d'électrons empruntés au réflecteur et que l'influence de l'incidence et de la nature du métal portât seulement sur l'absorption subie par les rayons secondaires dans le métal même.

Chr. FUCHTBAUER. — Ueber Sekundärstrahlen (Rayons secondaires). P. 301-307.

Il est remarquable que la vitesse des rayons cathodiques et celle des rayons-canal sont du même ordre de grandeur, et indépendantes de la vitesse des rayons incidents.

On est conduit à attribuer dans les deux cas au rayonnement secondaire la même origine. Une hypothèse plausible est que les

rayons cathodiques ou les rayons-canal décomposent les atomes métalliques en ions positifs et en électrons négatifs : la vitesse de ces électrons est déterminée par les propriétés des atomes, non par les rayons ionisants.

Cette vitesse dépendra du pouvoir absorbant du métal pour les rayons incidents et pour les rayons secondaires.

Par suite de cette dernière absorption, ce sont les rayons dont la vitesse est la plus grande qui seront les plus nombreux dans l'émission secondaire. Cette vitesse étant constante pour un métal donné, il en résultera que les rayons les plus nombreux auront une vitesse indépendante du mode d'excitation. Ces conséquences de l'hypothèse sont conformes aux expériences.

On retrouve la même vitesse dans les rayons lents émis par une lame de cuivre recouverte de polonium.

L'intensité du rayonnement secondaire provoqué par les rayons-canal augmente avec l'incidence, ce qui s'explique aussi par l'influence de l'absorption.

E. BARKOW. — Versuche über Enstehung von Nebel bei Wasserdampf und einigen anderen Dampfen (Formation du brouillard dans la vapeur d'eau et quelques autres vapeurs). — P. 317-344.

Un brouillard formé par détente dans un champ électrique alternatif n'est pas homogène (c'est-à-dire ne donne pas le phénomène des couronnes) à la première fois. Mais, si on produit la détente après avoir laissé rentrer dans le récipient de l'air filtré, le brouillard est désormais homogène.

Lorsque celui-ci a disparu, il reste un brouillard bleu très léger, qui se forme d'ailleurs indépendamment de toute détente, quand le champ est très intense : il se dissipe très lentement et ne provoque pas de phénomène de diffraction ; il est donc formé de gouttelettes extrêmement petites.

Le brouillard est plus intense quand on provoque la détente quelques secondes seulement après l'électrisation.

Les rayons de Röntgen diminuent la détente nécessaire pour produire la condensation. De même, les rayons ultra-violets. Ces derniers produisent, sans détente, un fin brouillard bleu, semblable à celui qui a été décrit ci-dessus. Dans les deux cas, la détente est si faible qu'il est difficile d'admettre que les ions soient les noyaux de condensation ; ceux-ci seraient des produits secondaires.

La décharge par les pointes produit la condensation par une détente très faible, et les noyaux de condensation subsistent plusieurs heures.

L'étincelle donne naissance à de nombreux noyaux, tellement qu'il ne peut se former une goutte sur chacun d'eux.

Le rayonnement des substances radioactives ne produit qu'une augmentation insignifiante du brouillard.

Parmi les produits secondaires qui sont susceptibles de jouer un rôle dans le phénomène, les plus importants sont l'ozone, l'eau oxygénée et les oxydes de l'azote.

Dans l'oxygène ozonisé, après qu'on a éliminé par plusieurs condensations les noyaux préexistants, il s'en reforme d'autres spontanément, même dans l'obscurité. Mais cette action semble due plutôt aux oxydes de l'azote, car la densité du brouillard diminue à mesure que l'oxygène ozonisé est mieux débarrassé de ces composés.

Les expériences faites avec ces gaz montrent qu'ils provoquent aussi la formation de noyaux de condensation, surtout sous l'influence de la lumière.

L'eau oxygénée décomposée par les rayons solaires produit aussi des noyaux nombreux et persistants.

La vapeur de benzène diffusée dans l'hydrogène se condense difficilement; de fortes détentes sont nécessaires; le champ électrique alternatif, les rayons de Röntgen, les rayons ultra-violets n'ont aucune influence. La vapeur de benzène ne se condense pas sur les ions.

Dans l'hydrogène mélangé de sulfure de carbone se forment, sous l'influence de la lumière, de nombreux noyaux: ce sont les rayons visibles qui sont actifs. Les rayons de Röntgen favorisent la condensation, tandis que l'électrisation alternative n'a aucune influence.

M. VON WOGAN. — Die Diffusion von Metallen in Quecksilber (Diffusion des métaux dans le mercure). — P. 345-370.

L'auteur a déterminé les vitesses de diffusion des métaux dans le mercure par la méthode de Graham.

Les résultats s'accordent avec ceux qu'on calcule par la théorie en supposant que les métaux alcalins et alcalino-terreux, ainsi que le thallium, dissous dans le mercure, sont monoatomiques. Mais cet

accord fait défaut dans le cas du zinc, du cadmium, du plomb, de l'étain.

A. EINSTEIN. — Ueber die von Relativitatsprinzip geforderte Tragheit der Energie (Inertie de l'énergie imposée par le principe de relativité). — P. 371-384.

L'inertie d'un système de points matériels, considérée dans son ensemble, est d'autant plus grande que les vitesses de ces points l'un par rapport à l'autre sont plus grandes.

K. FUCHS. — Ueber die van der Waalschen Formel (A propos de la formule de van der Waals). — P. 385-391.

Discussion avec O. Lehmann sur l'identité ou la non-identité des molécules dans l'état gazeux et l'état liquide.

G. ATHANASIADIS. — Bestimmung des Widerstandes und der Kapazitat mit Geichstrom und Telephon (Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et le téléphone). — P. 392-394.

Le courant d'une dynamo, dit continu, est en réalité ondulatoire. L'auteur utilise cette propriété. Quand il s'agit de résistances électrolytiques, on intercale un condensateur dans le circuit pour éviter l'électrolyse.

J.-D. VAN DER WAALS JUNIOR. — Zur Frage der Wellenlange der Röntgenstrahlen (Longueur d'onde des rayons de Röntgen). — II, p. 395-396.

Si les atomes de l'anticathode sont composés d'électrons dont le diamètre est petit vis-à-vis de leurs distances mutuelles, de telle sorte que les électrons des rayons cathodiques puissent les traverser librement, ceux-ci ne subiront l'action de forces appréciables qu'en passant très près d'un électron de l'anticathode. Dans ces conditions, les forces tangentielles ne sont pas petites vis-à-vis des forces normales à la direction du mouvement, et on ne peut calculer la longueur d'onde des rayons de Röntgen d'après leur énergie

Ce calcul n'est possible qu'en faisant intervenir des forces autres que les forces électriques.

Les résultats des expériences sur la longueur d'onde, l'énergie et la polarisation des rayons de Röntgen sont favorables à la première hypothèse.

T. ARGYROPOULOS. — Sprechender Kondensator (Condensateur parlant). P. 397-398.

Dans le circuit d'un microphone est inséré le primaire d'un transformateur. Le secondaire, qui porte 10 fois plus de spires, fait partie d'un autre circuit où il est en série avec un condensateur et une source de courant continu.

Le condensateur reproduit les paroles prononcées devant le microphone avec une intensité d'autant plus grande que la différence de potentiel entre les armatures est plus grande (jusqu'à 250 volts).

R. GANS. — Berichtigung zu der Arbeit : Ueber die Theorie des Ferromagnetismus (Rectification au sujet du mémoire : Théorie du ferromagnétisme). — P. 399-400.

P. LUGOL.

G. NIEDERSCHULTE. — Sur la tension de vapeur des corps solides. — Inaug. diss., Erlangen, 1901.

L'auteur fait passer sur le corps étudié un volume connu v d'air pur et sec, dans des conditions telles que cet air se sature de la vapeur du solide. La diminution g de la masse de ce dernier permet de calculer sa tension de vapeur p par la formule connue :

$$p = \frac{RTg}{mv}$$

(m est la masse moléculaire du corps étudié ; R est la constante des gaz parfaits rapportée à une molécule-gramme, T est la température à laquelle se fait l'expérience).

Lorsque la tension de vapeur du solide est assez grande, il faut tenir compte de ce que le volume v comprend, outre le volume de l'air, le volume de la vapeur, tous deux étant supposés, mesurés, à

la pression atmosphérique. La tension de vapeur est alors donnée par l'expression :

$$p = \frac{RTg}{mv + \frac{RTg}{b}}$$

(b est la pression atmosphérique).

La substance étudiée était placée dans un tube en U préalablement taré et disposé dans un thermostat. Le passage d'un volume connu d'air sur la substance était réalisé par le jeu d'un aspirateur à pression constante.

L'auteur a étudié au point de vue de leur tension de vapeur les corps suivants : iode, chlorure, bromure, iodure mercuriques ; chlorure mercureux ; anthracène ; acide benzoïque ; acide arsénique.

Il a utilisé ses résultats ainsi que ceux de divers auteurs pour dresser des tableaux numériques. Voici un tableau d'ensemble relatif à l'iode et aux sels haloïdes de mercure :

t	p				
	$HgCl^2$	$HgBr^2$	HgI^2	Hg^2Cl^2	I^2
0	—	—	—	—	0mm,01
10	—	—	—	—	0 ,06
20	—	—	—	—	0 ,25
30	—	—	—	—	0 ,60
40	—	—	—	—	1 ,16
50	—	—	—	—	2 ,35
60	0mm,003	—	—	—	4 ,42
70	0 ,01	—	—	—	8 ,35
80	0 ,02	—	—	—	15 ,9
90	0 ,05	0mm,045	—	0mm,004	27
100	0 ,10	0 ,09	0mm,023	0 ,0089	47 ,3
110	0 ,19	0 ,18	0 ,061	0 ,011	77 ,2
120	0 ,38	0 ,31	0 ,125	0 ,016	116 ,5
130	0 ,77	0 ,72	0 ,25	0 ,0227	168 ,1
140	1 ,35	1 ,33	0 ,45	0 ,038	231 ,5
150	2 ,37	2 ,30	0 ,79	0 ,07	307
160	3 ,87	3 ,65	1 ,34	0 ,15	412 ,2
170	6 ,25	6 ,30	2 ,30	0 ,27	530
180	9 ,80	9 ,80	3 ,51	0 ,45	687 ,2
190	15 ,7	15 ,8	6 ,1	—	—
200	23 ,8	24 ,1	9 ,4	—	—
210	36 ,7	36 ,8	14 ,0	—	—
220	55 ,5	54 ,1	21 ,1	—	—
230	81 ,9	78 ,2	32 ,4	—	—
240	119 ,2	110 ,4	48 ,1	—	—
250	167 ,1	150 ,7	70 ,1	—	—

t	p				
	$HgCl^2$	$HgBr^2$	HgI^2	Hg^2Cl^2	I^2
260	235 ,5	199 ,9	97 ,9	—	—
270	331 ,1	252 ,9	126 ,8	—	—
280	447 ,0	334 ,2	162 ,1	—	—
290	579 ,5	411 ,8	204 ,7	—	—
300	643 ,7	510 ,8	256 ,4	—	—
310	—	631 ,2	317 ,3	—	—
320	—	761 ,2	392 ,9	—	—
330	—	—	480 ,1	—	—

Lorsqu'on représente ces résultats par des courbes, on constate qu'elles correspondent à des fonctions exponentielles comme dans le cas des liquides. On constate en outre que leur forme varie d'une substance à l'autre.

A. GEBHARDT. — Sur la tension de vapeur du mercure et du sodium. Inaug. dis., Erlangen, 1903.

L'auteur a appliqué au cas du mercure et du sodium la méthode générale qui consiste à déterminer la température à laquelle un liquide entre en ébullition sous une pression donnée. Les difficultés expérimentales provenaient principalement de la nécessité de réaliser des températures assez élevées, ce qui introduit évidemment beaucoup de causes d'erreurs.

Le ballon contenant le mercure ou le sodium était relié à un grand flacon, de 17 litres, rempli d'air desséché par la présence d'anhydride phosphorique. La pression était mesurée au moyen d'un baromètre et d'une jauge de Mac Leod. Il était nécessaire de pouvoir mettre en communication entre elles ces différentes parties de l'appareil ou, au contraire, de les isoler; il fallait aussi pouvoir y faire varier la pression en les mettent en communication avec une pompe à mercure ou en y laissant rentrer un gaz sec. Ces manœuvres étaient rendues possibles par une canalisation munie de robinets.

Un certain nombre de tâtonnements apprirent à l'auteur quelles étaient les meilleures dispositions de détail. Il ne semble pas néanmoins que l'influence du rayonnement des parois du ballon sur le thermomètre ait pu être complètement évitée. Le ballon distillatoire était en verre dans le cas du mercure et en porcelaine dans le cas du sodium. Dans ce dernier cas, la température était mesurée au moyen d'une pince thermoélectrique.

Le gaz enfermé dans l'appareil était de l'air dans le cas du mercure et de l'azote dans le cas du sodium. Le sodium avait été purifié e ses gaz par un long stationnement à chaud sous le vide d'une ompe à mercure en activité et une sorte de décantation effectuée galement sous le vide.

Les résultats obtenus par l'auteur peuvent être condensés dans les eux tableaux suivants :

1° *Mercure.*

Températures	Pressions	Températures	Pressions
130°	1mm,1	230°	44mm,9
140	1,8	240	58,5
150	2,8	250	77,0
160	4,3	260	100,0
170	6,3	270	120,0
180	9,2	280	158,5
190	13,0	290	199,5
200	17,7	300	249,0
210	24,0	310	309,0
220	33,4		

2° *Sodium.*

Températures	Pressions	Températures	Pressions
380°	1mm,2	480°	6mm,1
390	1,3	490	7,2
400	1,4	500	8,6
410	1,7	510	10,3
420	2,0	520	12,4
430	2,4	530	15,0
440	2,9	540	18,5
450	3,4	550	23,0
460	4,2	560	33,2
470	5,1	570	80,0

P. Klein.

VARIATION DE LA SURFACE OPTIQUE AVEC LA LONGUEUR D'ONDE DANS LA RÉFLEXION SUR LES COUCHES MÉTALLIQUES MINCES;

Par MM. Ch. FABRY et H. BUISSON.

I. — INTRODUCTION.

Dans toutes les mesures faites au moyen des interférences produites par les lames argentées, s'introduit, pour chaque radiation, la différence de marche entre le rayon directement transmis et celui qui a subi deux réflexions. L'épaisseur optique de la lame d'air est, par définition, la moitié de cette différence de marche sous l'incidence normale.

Quand la lame est limitée par des surfaces de verre, l'épaisseur ainsi définie est égale à la distance des surfaces matérielles. Quand elle est limitée par des surfaces argentées, il n'en est pas ainsi, parce que la réflexion sur des surfaces métalliques donne lieu à un changement de phase. Au lieu de considérer ce changement de phase, on peut imaginer que la réflexion s'est produite sur une surface de verre un peu différente de la surface métallique. Cette surface fictive peut être appelée la *surface optique* du verre argenté. Dans le cas d'interférences par lames argentées, l'épaisseur optique de la lame d'air est égale à la distance des deux surfaces optiques. L'épaisseur matérielle de la lame d'air, dans cette façon de considérer les choses, n'intervient nullement dans les phénomènes optiques. En fait, elle diffère très peu de l'épaisseur optique; leur différence, double de la distance de la surface optique à la surface du métal, n'a nullement besoin d'être connue. On peut cependant la déterminer; elle est de l'ordre de quelques $\mu\mu$.

Une complication se présente, parce que cette surface optique n'est pas exactement la même pour toutes les radiations. Il faut donc tenir compte de la variation d'épaisseur optique quand on fait intervenir deux radiations. A propos des mesures de longueurs d'onde que nous avons précédemment exposées, nous avons été amenés à faire l'étude de cette variation.

La méthode de mesure résulte immédiatement de la définition. Produisant un phénomène d'interférence avec les deux radiations λ et λ', on mesure, en un même point, les ordres d'interférence q et q'. Les longueurs d'onde étant connues, les épaisseurs optiques cor-

respondantes e et e' sont données par :

$$2e = q\lambda, \qquad 2e' = q'\lambda'.$$

Désignant par ε la différence des doubles épaisseurs, on a :

$$\varepsilon = 2\,(e - e') = q\lambda - q'\lambda'.$$

C'est cette quantité ε qui s'introduit dans tous les calculs relatifs aux interférences ; $\frac{\varepsilon}{4}$ représente la distance des surfaces optiques pour les deux radiations, si toutefois les deux argentures sont identiques.

On peut opérer avec n'importe quelle épaisseur de lame d'air, puisque c'est seulement la différence des épaisseurs optiques qui intervient ; il y a cependant avantage à utiliser des ordres d'interférence peu élevés, parce que les incertitudes qui peuvent exister sur les valeurs des longueurs d'onde ont une influence plus faible. On peut déterminer les ordres d'interférence avec une erreur moindre que 0,01, ce qui, si aucune autre cause d'erreur n'intervient, donne ε avec une incertitude un peu inférieure au centième de longueur d'onde, soit 2 à 3 $\mu\mu$. Il faut que λ et λ' soient connus avec une précision suffisante pour n'introduire que des erreurs notablement plus faibles, ce qui limite, dans chaque cas, l'ordre d'interférence que l'on peut employer. Si les longueurs d'onde sont connues à 0,1 angström près, avec un ordre d'interférence ne dépassant pas 100, l'erreur qui peut provenir de λ est inférieure à 1 $\mu\mu$. Si les longueurs d'onde employées sont très bien connues, on peut utiliser des interférences d'ordre beaucoup plus élevé.

Il y a donc, en général, avantage à se servir de franges d'ordre peu élevé. C'est ce que nous avons fait dans la plupart de nos mesures, en employant divers dispositifs que l'on va décrire.

II. — MÉTHODES.

Emploi des franges de lames minces en lumière parallèle. — L'emploi de franges d'ordre peu élevé, produites par conséquent par une lame de faible épaisseur, n'est pas commode si l'on utilise les anneaux à l'infini que donne une lame à faces parallèles. On est conduit à donner à la lame une forme légèrement prismatique, à l'éclairer en lumière parallèle, et à produire des franges, localisées dans la lame,

qui en dessinent les lignes d'égale épaisseur. Il faut mesurer en un même point de la lame les ordres d'interférence correspondant aux deux radiations λ et λ'.

Sur l'une des surfaces argentées, on a tracé avec une pointe fine quelques repères placés en ligne droite, formés chacun de deux traits qui se coupent. Les deux surfaces argentées sont alors superposées en les séparant par trois cales de papier d'étain mince placées sur les bords. L'ensemble est serré dans une presse à vis. En regardant par transmission en lumière monochromatique, on voit des franges rectilignes, dont on peut faire varier l'écartement et l'orientation en agissant sur les vis de serrage. On les amène à être perpendiculaires à la ligne des repères. L'épaisseur de la lame mince est d'environ 8 μ. Avec la radiation λ on obtient un système de franges dont les numéros d'ordre sont faciles à déterminer. En mesurant les distances d'un repère aux franges qui l'encadrent, on détermine l'ordre d'interférence q en ce point. On fera de même pour la radiation λ'.

Nous avons observé les franges de diverses manières.

Observations visuelles. — Nous avons employé la lumière du mercure (lampe Cooper-Hewitt) et celle du cadmium (tube de Michelson). Le basculement d'un miroir permet de faire tomber sur la lame l'une ou l'autre des lumières. Une cuve interposée permet d'isoler une radiation. Les franges sont observées à l'aide d'une lunette visant sur la lame et munie d'un oculaire micrométrique, qui permet de faire les pointés. Les numéros des franges, qui ne dépassent pas une cinquantaine, se déterminent, sans aucune difficulté, par l'examen des coïncidences. Pour éviter l'influence des modifications que la lame mince peut subir avec le temps, il est nécessaire de faire sur les deux radiations des expériences alternées.

Cette méthode est limitée au spectre visible. Même avec la raie violette du mercure, les observations ne sont pas faciles.

L'emploi du repère peut être supprimé si l'on trouve deux franges qui coïncident exactement. C'est alors la méthode des coïncidences, utilisée par Perot et Fabry. Elle affranchit des causes d'erreur tenant aux variations de la lame avec le temps, mais son emploi est plus limité, et, comme elle exige l'observation simultanée de deux radiations différentes, le défaut d'achromatisme de l'œil et de la lunette rend parfois l'observation difficile.

Observations photographiques. — On peut les faire comme les

observations visuelles, en remplaçant la lunette par une chambre photographique, et photographiant successivement les franges correspondant aux diverses radiations. Il est bon de faire des poses alternées sur les deux radiations. Les clichés sont mesurés au comparateur longitudinal précédemment décrit.

Il n'est pas toujours commode, surtout dans l'ultra-violet, d'isoler une radiation au moyen de milieux absorbants. On est amené à séparer les raies au moyen d'un spectroscope. On va décrire le dispositif employé pour cela : c'est celui qui nous a donné les meilleurs résultats et que nous avons employé le plus souvent.

La source de lumière S (*fig.* 1) est diaphragmée par une ouverture circulaire O placée au foyer d'une lentille A. Le faisceau paral-

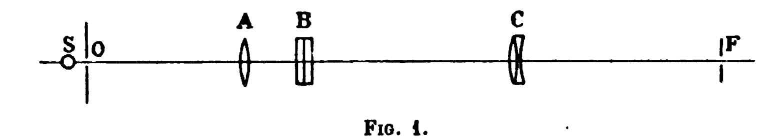


Fig. 1.

lèle ainsi produit éclaire la lame mince B, placée sur un support qui permet de l'orienter et de la déplacer dans le sens du faisceau lumineux. On la dispose normalement au faisceau en faisant coïncider avec l'ouverture O son image produite par les rayons réfléchis sur B. La lentille achromatique C projette, à peu près en vraie grandeur, l'image de la lame B sur la fente F de l'appareil spectroscopique. Celui-ci est le spectroscope à réseau plan, précédemment décrit. On place la lame B de manière que la ligne des repères qui y sont tracés se projette sur la fente. On obtient alors sur la plaque, pour chaque raie, une image analogue à la *fig.* 2, limitée à la lar-

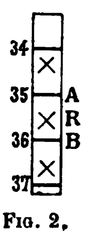


Fig. 2.

geur de la fente, ce qui est suffisant pour les mesures [1]. Comme

---

[1] Sur la *fig.* 2, les franges brillantes ont été représentées par des traits noirs

nous avons, dans la comparaison des épaisseurs relatives à deux radiations, presque toujours pris comme terme fixe la raie verte du mercure, nous avons été amenés à intercaler chaque pose photographique entre deux poses sur la raie verte. Pour celles-ci, il est inutile d'employer le réseau ; on le remplace par un miroir, et on interpose, sur le faisceau, une cuve de chromate neutre de potassium (voir le mémoire précédent). A chaque pose, il faut, naturellement, amener les diverses pièces du spectroscope à la position voulue, et déplacer légèrement la lame mince pour avoir, à chaque fois, son image au point sur la fente, déplacement rendu nécessaire par l'imperfection d'achromatisme de la lentille C. Ces déplacements sont calculés d'avance.

Nous avons employé le plus souvent les radiations du mercure : lampe Cooper-Hewitt pour le spectre visible; lampe en quartz d'Heraeus pour l'ultra-violet absorbé par le verre. Dans le cas où nous avons jugé que ces radiations n'étaient pas assez nombreuses, nous avons employé l'arc au fer.

Pour la mesure des clichés, on pointe au comparateur longitudinal chaque repère et les franges qui l'encadrent. On en déduit, par interpolation, l'ordre d'interférence correspondant au repère.

Spectres cannelés. — Nous avons fait quelques mesures en employant un spectre cannelé produit par un faisceau de lumière blanche qui avait traversé une lame de faible épaisseur. A chaque frange correspond un ordre d'interférence entier, facile à déterminer. On obtient la longueur d'onde de chaque frange au moyen d'un spectre de comparaison (spectre du fer) photographié en même temps.

Cette méthode se prête aux observations visuelles : deux observateurs peuvent faire des pointés simultanés sur deux franges différentes dans deux des spectres donnés par le réseau. On peut, enfin, faire un pointé visuel pendant que l'on photographie la partie ultraviolette du spectre.

La méthode des spectres cannelés ne nous a donné que des résultats médiocres : le défaut d'uniformité de l'action photographique peut déplacer le milieu de la frange ; d'autre part, dans l'ultraviolet, il n'est pas facile d'obtenir un spectre continu.

Anneaux à l'infini. — Les anneaux à l'infini, produits par une

---

et l'on a indiqué, à titre d'exemple, leurs numéros d'ordre. L'ordre d'interférence relatif au repère R est égal à $35 + \frac{RA}{BA}$.

lame à faces parallèles, ont un très grand diamètre angulaire lorsque l'épaisseur est aussi faible que celle des lames employées avec les dispositifs précédents. Avec des épaisseurs de quelques dixièmes de millimètre, l'emploi de ces anneaux devient possible.

Nous avons constitué une lame à faces parallèles, de $0^{mm},15$ d'épaisseur environ, en séparant les deux surfaces par trois cales de mica, et serrant le tout dans la presse à vis. Les anneaux sont observés soit visuellement, soit par photographie. Dans le premier cas, l'appareil interférentiel est placé sur une plate-forme mobile autour d'un axe vertical, et l'on mesure l'angle dont il faut le faire tourner pour amener successivement les deux bords d'un même anneau sur le fil vertical fixe de la lunette d'observation.

Pour les observations photographiques, on emploie le même dispositif que pour la mesure des longueurs d'onde (voir le mémoire précédent).

Enfin, si l'on dispose de radiations dont la longueur d'onde est parfaitement connue, on peut employer des épaisseurs plus grandes. C'est ce que nous avons fait avec les raies du cadmium et des épaisseurs de $2^{mm},5$ et 5 millimètres.

Cette méthode nous a donné de bons résultats, elle est cependant d'un emploi moins commode que celle des franges de lame prismatique.

III. — MESURES ACCESSOIRES.

Nous avons étudié, pour chacune des argentures employées, afin de mieux les définir, quelques-unes de leurs propriétés.

Épaisseur. — Nous l'avons mesurée par la méthode de Fizeau, en transformant l'argent en iodure.

Pouvoir de transmission. — Il n'a été déterminé que pour la lumière verte du mercure. On cherche quelle est l'épaisseur d'un liquide absorbant, préalablement étudié, qui produit sur cette lumière le même affaiblissement que la couche métallique. La comparaison se fait au moyen du colorimètre Pellin, qui contient, d'un côté, une solution formée de 4 grammes de sulfate de cuivre et 100 centimètres cubes d'ammoniaque dans 1 litre. De l'autre côté, la lumière traverse la lame argentée. L'appareil est éclairé par une lampe Cooper-Hewitt, on regarde à travers une cuve de chlorure de didyme et une cuve de chromate. Par des mesures photométriques

directes, on avait étudié l'absorption de la solution de comparaison, et trouvé que, pour une épaisseur de x millimètres, la proportion E de lumière transmise est donnée par l'équation

$$\log_{10} E = -0{,}0695x.$$

Pouvoir réflecteur. — La méthode suivie exige l'emploi de deux surfaces argentées aussi identiques que possible. Elle consiste à comparer l'intensité de la lumière directement transmise à celle qui a subi $2n$ réflexions. Les deux surfaces sont superposées, en les séparant par trois cales de caoutchouc mince, et maintenues dans la presse à vis, de façon à faire entre elles un petit angle. La lumière provenant d'une petite ouverture ronde placée au foyer d'une lentille traverse l'ensemble et est reçue dans une lunette visant à l'infini. On voit alors une file d'images, 0, 1, 2, etc. (*fig.* 3), ayant subi respectivement 0, 2, 4, etc., réflexions.

0' 1' 2' 3' 4' 5'
0 1 2 3 4 5

Fig. 3.

Leurs intensités décroissent suivant une progression géométrique dont la raison est R^2, R étant le pouvoir réflecteur de chacune des surfaces. On interpose sur le faisceau un polariseur biréfringent (prisme de Rochon) suivi d'un analyseur (nicol) monté sur un cercle divisé. La série d'images est alors dédoublée, 0, 1, 2, ... et 0', 1', 2', ..., et, si θ est l'angle des sections principales des deux appareils, le rapport des intensités de deux images de même rang est $\tang^2 \theta$. En faisant tourner le nicol, on égalise les intensités des images 0' et n, que l'on peut amener à être contiguës en modifiant l'angle que font les surfaces réfléchissantes. On a alors

$$R^2 = \text{tang}^{2n} \theta;$$

d'où :

$$R = (\text{tang}\, \theta)^{\frac{1}{n}}.$$

On peut faire diverses mesures en égalisant divers couples d'images. Les mesures n'ont de sens précis qu'en lumière monochromatique ; nous avons employé la raie verte du mercure.

Si les pouvoirs réflecteurs des deux surfaces ne sont pas égaux, c'est leur moyenne géométrique que l'on mesure ainsi.

Les mesures se font avec une grande précision, comme le montre l'exemple suivant :

Égalisation des images 0′ et 4.... $\theta = 28^\circ\, 12'$ $R = (\text{tang}\ \theta)^{\frac{1}{4}} = 0{,}855$

Égalisation des images 0′ et 5.... $\theta = 24^\circ\, 16'$ $R = (\text{tang}\ \theta)^{\frac{1}{5}} = 0{,}853$

La valeur du pouvoir réflecteur a une très grande importance pour l'aspect des franges. S'il est élevé, les minima sont entièrement noirs, et les maxima ont l'aspect de lignes fines. Cet aspect, si favorable aux pointés, s'atténue quand le pouvoir réflecteur diminue, en même temps que les minima cessent d'être noirs. Si le pouvoir réflecteur devient très faible, les franges disparaissent complètement. C'est ce qui s'est produit pour certaines argentures qui, très réfléchissantes dans le spectre visible, cessent si complètement de l'être dans la région 3200 qu'elles n'y donnent plus aucune frange. Le pouvoir réflecteur doit alors être du même ordre de grandeur que celui du verre.

IV. — RÉSULTATS.

Nous avons étudié les surfaces qui nous ont servi dans nos mesures de longueurs d'onde.

Argentures chimiques. — Elles sont obtenues par le procédé Martin ; en additionnant les bains de quantités d'eau convenables, on obtient des argentures plus ou moins épaisses.

Nous avons étudié une paire d'argentures déposées sur quartz. Leur épaisseur était de 60 $\mu\mu$. Le pouvoir réflecteur pour la raie verte du mercure était 0,85, leur pouvoir de transmission 0,017 et 0,015.

Le tableau suivant résume les mesures faites, par les diverses méthodes, sur le changement de phase. Chaque mesure donne la différence $\varepsilon = 2e - 2e'$ des doubles épaisseurs correspondant à deux radiations λ et λ'. La deuxième colonne du tableau donne les valeurs des deux longueurs d'onde employées, et la troisième la valeur correspondante de ε exprimée en $\mu\mu$. Pour coordonner les résultats, on a rapporté toutes les différences à la même radiation, celle du mercure de longueur d'onde de 5460, et l'on a tracé une courbe qui, pour chaque valeur de la longueur d'onde λ, donne la différence $2e - 2e_{5460}$ (voir *fig.* 4, courbe *Ag. Chim.*). La quatrième colonne du tableau donne les valeurs de ε lues sur la courbe.

Méthode	Radiations comparées	ε mesuré	ε lu sur la courbe
Lames minces Observations visuelles	4358-6438	+ 14,3 μμ	+ 13,5
	4358-5780	+ 12,4	+ 10,5
	5460-5780	+ 2,0	+ 2
	4800-6438	+ 13,9	+ 9
	5085-6438	+ 10,7	+ 7
	5460-6438	+ 3,1	+ 5
Lames minces Observations photographiques	4358-5460	+ 14,0	+ 8,5
	3654-5460	+ 18,9	+ 19,5
	3341-5460	+ 41,0	+ 44
	3648-5460	+ 23,3	+ 19,5
	3619-5460	+ 18,7	+ 20
	3564-5460	+ 19,8	+ 22
	3533-5460	+ 24,2	+ 23,5
	3485-5460	+ 22,6	+ 26
	3466-5460	+ 28,1	+ 27,5
	3407-5460	+ 38,6	+ 32
	3400-5460	+ 32,8	+ 34
	3367-5460	+ 39,4	+ 39
	3348-5460	+ 49,1	+ 42
	3298-5460	+ 59,2	+ 52
	3280-5460	+ 56,2	+ 58
Anneaux à l'infini épaisseur 2mm,5	5085-6438	+ 8,5	+ 7

L'épaisseur optique d'une lame d'air limitée par ces argentures va en augmentant à mesure que la longueur d'onde diminue. Ce résultat est de même sens et aussi de même ordre de grandeur que celui qui avait été antérieurement obtenu par Perot et Fabry pour des argentures de même nature au moyen d'observations faites seulement dans le spectre visible, par la méthode des coïncidences.

La variation devient très rapide lorsqu'on approche de la longueur d'onde 3300, c'est-à-dire de la région où le pouvoir réflecteur de l'argent diminue brusquement. Pour bien déterminer la courbe dans cette région, nous avons dû faire des mesures très serrées en employant les raies du fer. Au-dessous de 3250, le pouvoir réflecteur devient si faible que les franges disparaissent complètement. Elles reparaissent vers la longueur d'onde 2800, mais avec si peu de netteté que les mesures sont impossibles.

Argentures obtenues par projection cathodique. — Il s'est rencontré, pour ces argentures, un fait inattendu. Certaines se comportent à peu près comme les argentures chimiques au point de vue des changements de phase et du pouvoir réflecteur. D'autres ont

des propriétés tout à fait différentes : l'épaisseur optique varie en sens inverse, et leur pouvoir réflecteur ne présente pas le minimum si accentué que l'on trouve pour les argentures chimiques. On a étudié trois paires d'argentures, que l'on désignera par les lettres A, B, C.

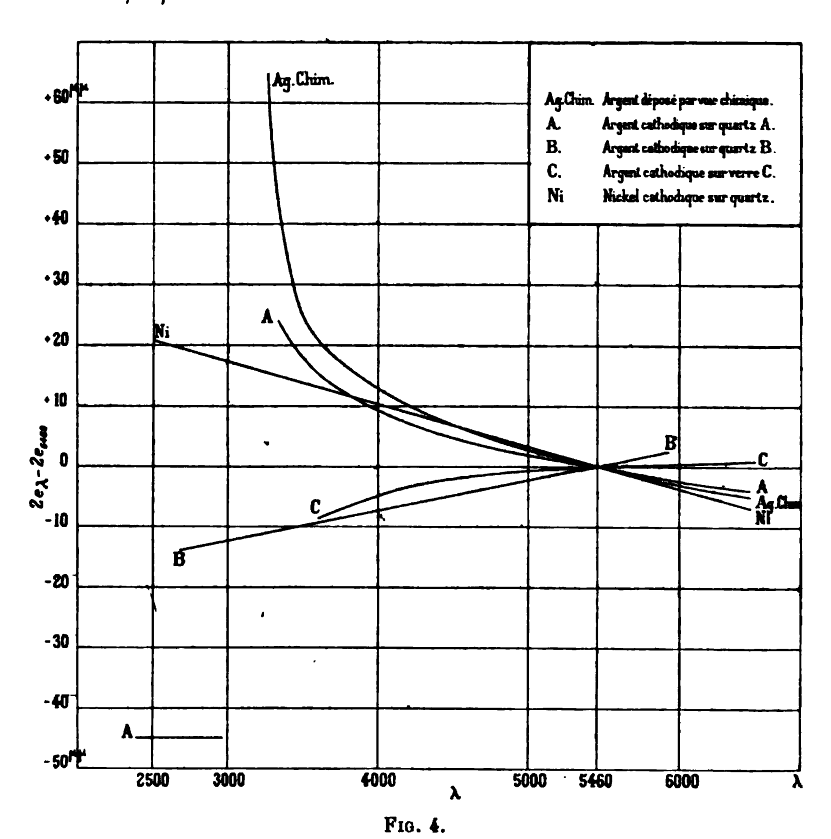


Fig. 4.

Argentures cathodiques A. — Elles étaient déposées sur quartz. La cathode qui a servi à les obtenir était une plaque de métal récemment argentée par galvanoplastie.

Leur épaisseur était de 41 μμ. Leur pouvoir réflecteur pour la raie verte du mercure était de 0,85, et leur pouvoir de transmission 0,081. Ces argentures étaient très belles et très régulières ; leur pouvoir réflecteur est très élevé, eu égard à leur faible épaisseur et à leur grande transparence. Elles ont le même pouvoir

réflecteur que les argentures chimiques citées plus haut, avec un pouvoir de transmission cinq fois plus grand. Elles donnent, dans le spectre visible, des interférences magnifiques.

Le tableau des mesures est disposé comme le précédent.

Méthode	Radiations comparées	ε mesuré	ε lu
Lames minces Observations photographiques	3654-5460	+ 13,4 μμ	+ 14
	3348-5460	+ 24,7	+ 23
	3348-3654	+ 8,0	+ 9
	2893-5460	— 44,6	— 45
	2536-5460	— 45,0	— 45
Anneaux à l'infini épaisseur 2mm,5	5085-6438	+ 5,8	+ 5,5

Ces lames ne nous ayant pas servi pour les mesures de longueur d'onde, nous n'avons pas fait un grand nombre d'observations. Elles suffisent à montrer que la variation d'épaisseur optique a lieu dans le même sens que pour les argentures chimiques; elle est seulement un peu plus faible. Le pouvoir réflecteur présente également une décroissance très marquée vers la longueur d'onde 3 250. Toutefois ou a pu faire des mesures au delà du minimum du pouvoir réflecteur; en traversant la bande de transparence de l'argent, l'épaisseur optique a notablement diminué, et elle est alors plus faible que dans le spectre visible ([1]).

Argentures cathodiques B. — Elles étaient aussi déposées sur quartz. La cathode était une plaque d'argent pur qui avait déjà servi à un grand nombre d'opérations analogues. Leur épaisseur était 14 μμ, leur pouvoir réflecteur pour la raie verte du mercure était 0,405 et leurs pouvoirs de transmission étaient respectivement 0,29 et 0,25.

Le tableau des mesures est le suivant :

Méthode	Radiations comparées	ε mesuré	ε lu
Lames minces Observations photographiques	4358-5460	— 7,3 μμ	— 5,5
	3654-5460	— 9,5	— 9
	3131-5460	— 11,6	— 11
Anneaux à l'infini Observations visuelles épaisseur 0mm,16	4358-5460	— 5,5	— 5,5

([1]) Il serait intéressant de relier les deux parties de la courbe par des mesures faites dans la bande de transparence. La méthode employée ne permettait pas de le faire, et cette recherche était inutile pour le but spécial que nous avions en vue.

Ces argentures sont nettement différentes des précédentes. L'épaisseur optique varie dans le même sens que la longueur d'onde, c'est-à-dire en sens inverse de ce qui a lieu pour les autres argentures. De plus, le pouvoir réflecteur ne présente pas de minimum, il décroît de façon lente et progressive à mesure que la longueur d'onde diminue. Les interférences sont observables dans tout le spectre.

Argentures cathodiques C. — Elles étaient déposées sur verre avec la même cathode que les argentures B. Leur épaisseur était de 35 $\mu\mu$. Leur pouvoir réflecteur pour la raie verte du mercure était 0,72 et leur pouvoir de transmission de 0,045.

Méthode	Radiations comparées	ε mesuré	ε lu
Lames minces Observations photographiques	4358-5460	— 2,5 $\mu\mu$	— 2,5
	3654-5460	— 6,6	— 8
Anneaux à l'infini épaisseur 0mm,17 Observations photographiques	4100-5460	— 2,0	— 4
	3860-5460	— 6,6	— 6,5
	3760-5460	— 8,4	— 7
Anneaux à l'infini épaisseur 5mm Observations visuelles	5085-6438	— 1,8	— 1,5

Les mesures ne peuvent pas être poussées au delà de 3600, à cause de la présence du verre.

La variation d'épaisseur optique a lieu dans le même sens que pour les argentures B.

Il semble, d'après les résultats précédents, que l'argent en couche mince peut exister sous deux états : 1° L'argent déposé par précipitation chimique, toujours identique à lui-même, présente un minimum très accentué du pouvoir réflecteur vers 3200; l'épaisseur optique va en augmentant quand la longueur d'onde diminue. De l'argent ayant à peu près les mêmes propriétés peut être obtenu dans certains cas par projection cathodique; 2° Par cette dernière méthode on obtient quelquefois des couches d'argent ne présentant pas le minimum de pouvoir réflecteur et avec lesquelles l'épaisseur optique varie dans l'autre sens.

Nous n'avons pas fait une étude approfondie des conditions qui déterminent, par projection cathodique, la production de l'une ou l'autre de ces deux espèces d'argentures. Il semble que l'état de la cathode joue le rôle principal (1).

(1) M. Houllevigue a montré récemment (Société de Physique, 5 juillet 1907) que les couches d'or déposées par projection cathodique peuvent aussi exister sous deux états, et a étudié les conditions de production des deux variétés.

Nickel. — Nous avons également employé, pour nos mesures de longueurs d'onde, des lames de quartz recouvertes de nickel par projection cathodique, que nous avons dû étudier au même point de vue.

Méthode	Radiations comparées	ε mesuré	ε lu
Lames minces Observations photographiques	4358-5460	+ 8,5	+ 7,5
	3654-5460	+ 10,9	+ 12,5
	3128-5460	+ 17,4	+ 16,5
	2967-5460	+ 17,5	+ 17,5
	2536-5460	+ 20,1	+ 21

Quant au pouvoir réflecteur de ces surfaces, il diminue d'une façon lente et progressive quand la longueur d'onde s'abaisse.

Les courbes de la *fig.* 4 résument l'ensemble des résultats. Ce sont ces courbes qui nous ont servi à calculer les *corrections de phase* nécessaires pour le calcul des longueurs d'onde.

LES RAYONS CATHODIQUES ET L'AURORE BORÉALE ;

Par M. P. VILLARD [1].

Un certain nombre d'auteurs admettent que l'aurore boréale est produite par des rayons cathodiques, mais aucune théorie satisfaisante n'a été proposée pour expliquer la structure et les mouvements de l'aurore. Quant à la cause proprement dite du phénomène, il semble difficile de choisir entre les hypothèses faites à ce sujet avant de savoir en quoi consiste le phénomène lui-même et d'être en mesure d'en expliquer les diverses particularités.

Cette explication ne résulte pas immédiatement des propriétés des rayons cathodiques : on ne voit pas *a priori* comment ces rayons donneraient à l'aurore l'aspect d'un éventail ou d'une draperie reposant sur un arc dont l'intérieur est sombre, pourquoi les rayons auroraux seraient dirigés suivant les méridiens magnétiques alors que les rayons cathodiques s'enroulent autour des lignes de force d'un aimant ; on ne comprend pas davantage les mouvements de rotation de l'aurore boréale autour de l'axe magnétique de la Terre.

---

(1) L'expérience reproduisant l'aurore boréale a été répétée devant la Société de Physique à la séance du 4 Mai 1906.

L'hypothèse d'une émission cathodique n'apparaît donc pas avec un caractère d'évidence immédiate. Pour en vérifier le bien fondé, il est manifestement nécessaire d'entreprendre une étude détaillée des propriétés magnétiques des rayons cathodiques, et, si l'hypothèse en question est exacte, les résultats de cette étude expliqueront immédiatement tous les phénomènes auroraux.

Les rayons cathodiques ne sont pas les seuls à considérer au point de vue qui nous occupe. La preuve n'a pas été faite qu'ils soient la cause de l'aurore boréale et l'examen comparatif des divers rayonnements de nature électrique peut seul permettre de décider quelle hypothèse il convient d'adopter.

Indépendamment des rayons cathodiques, trajectoires des corpuscules négatifs, le passage de l'électricité dans un gaz raréfié produit des rayons qui transportent des charges positives et sont, par suite, sensibles à un champ magnétique. Le sens de la déviation est inverse de celui des corpuscules cathodiques, mais cette déviation a lieu suivant les mêmes lois.

Les particules positives qui forment ces rayons possèdent une charge égale en valeur absolue à celle des corpuscules négatifs, mais leur masse matérielle est beaucoup plus grande : chacune représente un atome d'hydrogène auquel on a enlevé un corpuscule, soit 1/2000 seulement de son poids ; son électrisation positive résulte simplement de ce fait qu'un atome neutre a perdu une certaine charge négative $-e$, et possède par suite la charge complémentaire $+e$.

Enfin des poussières électrisées se comporteraient dans une certaine mesure comme des corpuscules cathodiques. M. Arrhénius a précisément supposé que, sous l'action répulsive de la lumière, des poussières suffisamment ténues (1/1000 de millimètre de diamètre environ) pourraient être repoussées par le Soleil malgré leur poids et, formées dans le voisinage de l'astre central, s'éloigneraient de lui et arriveraient jusqu'à la Terre. En admettant que ces poussières soient électrisées, M. Arrhénius explique, par leur arrivée dans notre atmosphère, la production de l'aurore boréale et la dépendance manifeste qui existe entre l'apparition des aurores et les manifestations de l'activité solaire.

Si nous comparons les charges transportées par un même poids de ces corpuscules ou particules, nous aurons une idée très nette des effets magnétiques auxquels on doit s'attendre.

Un gramme de corpuscules cathodiques transporte 186500000 coulombs.

Un gramme de particules positives, qui sont 1933 fois plus lourdes, transporte seulement 96500 coulombs; c'est la charge d'un gramme d'hydrogène dans l'électrolyse.

Enfin les poussières chargées à 10000 volts, par exemple, ne possèdent qu'une charge infiniment moindre, soit, pour 1 gramme, environ 1/10000 de coulomb, ou moins encore si elles possèdent une densité élevée.

Les corpuscules donneront donc des effets magnétiques considérables et seront fortement déviés par le champ terrestre.

Les particules positives subiront des déviations deux mille fois moindres, mais encore très sensibles. Dans le voisinage de l'aimant terrestre, les rayons cathodiques s'enrouleront en circonférence de 60 mètres de diamètre au plus; les rayons positifs, dans les mêmes conditions de vitesse, décriront des spires de 120000 mètres. Quant aux poussières électrisées, non seulement elles seront à peine sensibles au champ terrestre, mais elles seront très rapidement arrêtées par la résistance de l'air. Elles pourront être la cause originelle de l'aurore, mais elles n'en expliqueront pas la structure et les déplacements.

Nous allons examiner maintenant l'action d'un champ magnétique sur les rayons cathodiques. Au sens et à la grandeur près, les résultats seront applicables aux rayons positifs.

Champ uniforme. — On sait que, lancé dans un champ uniforme, un corpuscule cathodique décrit, suivant que sa vitesse est normale ou oblique au champ, une circonférence ou une hélice. Cette propriété est d'ailleurs évidente :

Supposons en effet le corpuscule lancé perpendiculairement aux lignes de force. Il est soumis à une force constamment perpendiculaire à sa vitesse; celle-ci reste donc invariable. La direction seule est modifiée, tout en restant évidemment dans un plan perpendiculaire au champ (plan contenant la vitesse et la force). La trajectoire est donc plane. D'autre part, la force est constante, l'accélération l'est donc également ainsi que la courbure ; la trajectoire suivie par le projectile cathodique devant être à la fois plane et à courbure constante ne peut être qu'une circonférence, parcourue d'un mouvement uniforme.

Si le rayon incident est oblique au champ, sa vitesse peut être

résolue en deux composantes : l'une, perpendiculaire au champ, donne une circonférence parcourue à vitesse constante (arc proportionnel au temps); l'autre, parallèle au champ, produit un déplacement du mobile proportionnel aussi au temps et non modifié par le champ. Nous avons ainsi un point dont l'ordonnée est proportionnelle au temps comme son abscisse curviligne ; ce point se déplace donc sur une hélice, dont le diamètre est celui de la circonférence correspondant à la composante de la vitesse qui est perpendiculaire au champ.

Le rayon de cette circonférence, ou de cette hélice, est donné par la formule connue :

$$R = \frac{m}{e} \frac{V}{H} \text{ (unités électromagnétiques C. G. S.),}$$

$\frac{m}{e}$ étant le rapport de la masse à la charge; V la vitesse, ou sa composante perpendiculaire au champ; H, le champ; m et e n'interviennent évidemment que par leur rapport, car, si l'on rend solidaires par exemple deux projectiles identiques, ce qui double charge et masse, la trajectoire du système reste celle de chaque projectile [1].

---

[1] On peut établir cette formule d'une manière presque élémentaire :
Soient m, e, V la masse, la charge, et la vitesse d'un mobile lancé suivant Ox (*fig.* 1) normalement aux lignes de force d'un champ uniforme H, perpendiculaire au plan de la figure. Ce mobile électrisé en mouvement équivaut à un cou-

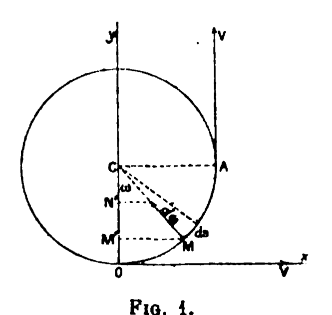


Fig. 1.

rant eV et se trouve ainsi soumis de la part du champ à une force HeV qui lui communique une accélération $\frac{HeV}{m}$ normale à la direction de la vitesse et à celle du champ, c'est-à-dire située dans le plan de la figure. Sous cette action le mobile décrit, dans ce plan, d'un mouvement uniforme, une circonférence de centre C et de rayon R.

Supposons maintenant qu'un rayon cathodique soit émis par un

Après un quart de tour, le mobile est arrivé au point A, et sa vitesse, toujours égale à V, est dirigée maintenant suivant Oy. Or, quand le mobile était en O, sa vitesse n'avait pas de composante dans le sens Oy. Donc, pendant le trajet OA, l'action du champ a communiqué à ce mobile une vitesse V, parallèle à Oy.

Soit M la position du mobile à l'instant t, ds l'élément parcouru dans le temps dt, ω l'angle MCO ; l'accélération MN dirigée suivant MC (normalement à la trajectoire) a pour composante suivant Oy ;

$$M'N' = MN \cos \omega ;$$

or $MN = \frac{HeV}{m}$ d'où

$$M'N' = \frac{HeV}{m} \cos \omega ;$$

pendant le temps dt, cette accélération imprime au mobile une vitesse dont la composante suivant Oy a pour valeur :

$$dV = \frac{HeV}{m} \cos \omega \,.\, dt.$$

D'autre part, $ds = Vdt$, d'où

$$dV = \frac{He}{m} \cos \omega \,.\, ds ;$$

mais $\cos \omega \, ds$ n'est autre chose que dx et, par suite,

$$dV = \frac{He}{m} dx.$$

Or la somme de tous les éléments dV donne, au bout d'un quart de tour, précisément V. La somme des éléments dx, pour l'arc OA, n'est autre que CA, rayon de la circonférence, et l'intégration se réduit à écrire :

$$V = \frac{He}{m} R,$$

ou bien

$$R = \frac{mV}{eH}.$$

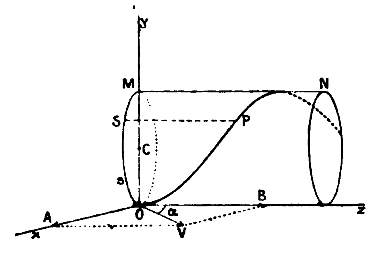


Fig. 2.

On aurait également pu remplacer ds par sa valeur $Rd\omega$ et écrire :

$$dV = \frac{HeR}{m} \cos \omega \, d\omega ;$$

intégrant de zéro à $\frac{\pi}{2}$, on retrouve la formule précédente.

point d'une cathode. Ce point d'émission n'est géométriquement qu'un point de la trajectoire; il se trouve donc, si le rayon est perpendiculaire au champ, sur la circonférence. Autrement dit, tous les rayons émis par un point dans un plan perpendiculaire au champ, quelles que soient leurs vitesses, décriront des circonférences contenant le point d'émission et, par suite, reviendront tous à ce point. Si les vitesses seules diffèrent, mais non les directions, on obtiendra une famille de circonférences toutes tangentes à la direction initiale au point d'émission, et de diamètres différents (*fig.* 3).

Pour un observateur regardant dans le sens du champ, l'enroulement est décrit dans le sens des aiguilles d'une montre.

En considérant la formule précédente, on voit qu'il revient au même de faire varier le champ ou la vitesse; avec des rayons de vitesse unique, on obtiendrait, en faisant varier le champ, l'aspect

---

Si la vitesse OV (*fig.* 2) fait un angle α avec la direction Oz du champ, on doit la résoudre en deux composantes $OA = V \sin \alpha$ et $OB = V \cos \alpha$.

La première composante ferait décrire au mobile une circonférence C ayant pour rayon :

$$R' = \frac{mV \sin \alpha}{e \, . \, H};$$

le mouvement étant uniforme, l'arc $OS = s$ sera proportionnel au temps et aura pour valeur :

$$s = V \sin \alpha \times t.$$

La composante $V \cos \alpha$, parallèle au champ, produira simplement une translation uniforme parallèle à Oz. Le trajet parcouru sera proportionnel au temps et, par suite, à l'arc s.

L'ordonnée SP′ de la trajectoire étant ainsi proportionnelle à l'abscisse curviligne s est une hélice. Le pas p de cette hélice est la valeur de z qui correspond à un tour complet, c'est-à-dire à $s = 2\pi R'$.

Le rapport des trajets étant celui des vitesses, on a :

$$\frac{p}{2\pi R'} = \frac{V \cos \alpha}{V \sin \alpha} = \frac{1}{\text{tang}\, \alpha} \qquad \text{ou} \qquad \frac{p}{R'} = \frac{2\pi}{\text{tang}\, \alpha}.$$

Remplaçant R′ par sa valeur, il vient :

$$p = 2\pi \frac{mV}{eH} \cos \alpha.$$

L'avant-dernière égalité montre de plus que, si α est invariable, il en est de même du rapport $\frac{p}{R'}$.

Le rapport du pas de l'hélice à son diamètre ne dépend donc ni du champ, ni de la vitesse, mais seulement de la direction. Autrement dit, des corpuscules cathodiques de direction constante, lancés avec des vitesses quelconques dans des champs d'intensités diverses, décriront des hélices semblables.

de la *fig.* 3. Le diamètre de chaque circonférence serait en raison inverse du champ.

Si les rayons sont obliques au champ, et de même direction, on aura une famille d'hélices dont le pas et le diamètre sont l'un et l'autre proportionnels à la vitesse et dont le rapport est celui des deux composantes de cette vitesse, c'est-à-dire constant. Ces hélices seront donc semblables et enroulées sur des cylindres parallèles au champ; de même que les circonférences précédentes passaient

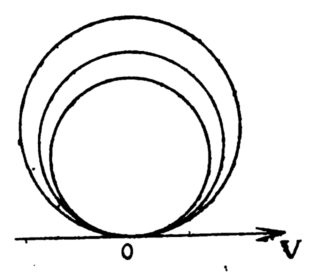


Fig. 3. — Enroulement de rayons de vitesses différentes et de même direction initiale OV (trois rayons seulement figurés).

toutes par le point d'émission, les cylindres dont il s'agit auront tous une génératrice commune passant par ce même point (*fig.* 4).

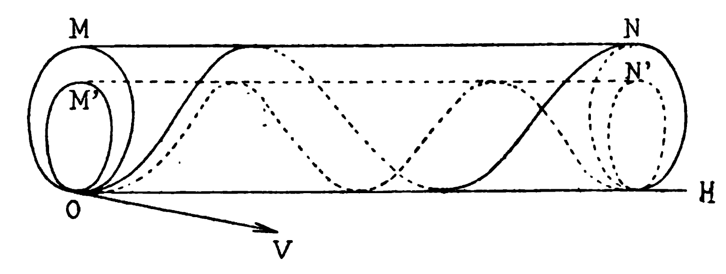


Fig. 4. — Enroulement hélicoïdal de deux rayons de même direction et de vitesses différentes dans un champ uniforme (hélices semblables).

Enfin, si les directions et les vitesses sont quelconques, on aura des hélices quelconques, mais les cylindres d'enroulement conserveront la génératrice commune dont il s'agit.

Pour réaliser les conditions voisines de ces cas théoriques, on prend une cathode plane ou faiblement concave, de 8 millimètres à 10 millimètres de diamètre, enfermée dans une coupe en verre sur

les bords de laquelle s'applique une lame de mica percée d'une ouverture de 3 millimètres à 4 millimètres de diamètre (*fig.* 5). L'émission se fait uniquement par le point de la cathode situé en face du centre de cette ouverture, qu'elle soit près du milieu ou des bords de la cathode; celle-ci étant assez large, le champ électrique est sensiblement uniforme dans son voisinage, seule région de l'ampoule où il soit intense, et l'on a un faisceau presque parallèle et très étroit, suffisant pour observer dans de bonnes conditions les circonférences d'enroulement et quelques spires d'hélice. Avec une cathode enfermée dans une coupe très aplatie, on peut très facilement observer le retour des rayons au point d'émission (*fig.* 5 *c*).

On obtient également de bons résultats avec des cathodes analogues à celles de M. Hittorf (*fig.* 5, *a*).

Tous ces dispositifs s'améliorent à l'usage; le métal se creuse au point de départ du faisceau et celui-ci devient de mieux en mieux défini.

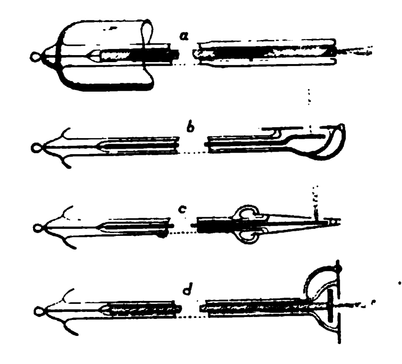


Fig. 5. — Cathodes employées pour obtenir un faisceau cathodique fin.

Quelques précautions sont à prendre pour l'usage de ces appareils fragiles. Les décharges irrégulières de la bobine de Ruhmkorff conviennent mal; il faut employer soit la machine statique, soit un transformateur à haut voltage qui fournit un courant d'une parfaite régularité. On met un rhéostat sur le primaire et une résistance liquide sur le circuit secondaire.

Le vide doit être fait sur l'oxygène pur, dans lequel les rayons cathodiques sont extrêmement visibles. Cet oxygène s'épuisant assez vite, on le renouvelle en chauffant un petit tube fixé à l'ampoule et

contenant un peu d'oxyde d'argent pur, préparé sans faire usage de filtres et lavé seulement par décantation.

La *fig.* 6 représente un enroulement photographié dans une ampoule de ce genre. Sur la *fig.* 7 on a photographié le faisceau initial et son enroulement dans une série de champs de diverses valeurs, jusqu'à 1200 unités environ. On reconnaît l'aspect prévu par la *fig.* 3.

FIG. 6. — Faisceau cathodique fin photographié : 1° sans faire agir le champ magnétique ; 2° quand le champ est établi.

FIG. 7. — Même expérience en donnant successivement au champ diverses valeurs.

Pour étudier les hélices, il faut diaphragmer le faisceau de manière à éliminer tous les rayons sensiblement écartés de la direction principale. On y arrive aisément en plaçant, en avant de la cathode, un diaphragme de mica percé d'une très petite ouverture. Celle-ci pourra être sur la ligne de force passant par le point d'émission (ligne OH de la *fig.* 4). En réglant convenablement l'inclinaison de la cathode (perpendiculaire à OV) et la distance du diaphragme, on épure le faisceau après une ou deux ou trois spires complètes ; on reste d'ailleurs maître de faire varier à volonté le diamètre des cylindres d'enroulement, puisqu'on diaphragme sur la génératrice commune à tous.

Il est souvent préférable de diaphragmer au contraire sur une ligne telle que M'N', parce que les rayons de vitesses différentes sont alors plus séparés. Mais le diamètre des hélices est alors imposé,

et c'est en réglant la valeur du champ qu'on arrive à faire passer les rayons par le trou ménagé dans la lame de mica.

Fig. 8. — Enroulement d'un rayon cathodique dans un champ oblique à sa direction.

Ce mode d'épuration du faisceau, après un nombre convenable de spires ou de demi-spires, donne beaucoup de précision aux observations et permet de distinguer jusqu'à dix spires complètes.

La *fig.* 8 représente un enroulement ainsi obtenu. On voit que les choses se passent tout à fait conformément à la théorie.

Champ non uniforme. — Les rayons s'enroulent encore suivant les courbes qui rappellent l'hélice, mais *cet enroulement ne se fait pas en général sur un tube de force.*

Le problème ne peut être abordé géométriquement que dans des cas très simples : supposons, par exemple, un champ tel qu'on l'obtient entre les pôles de deux électro-aimants droits placés dans le prolongement l'un de l'autre. Ce champ est de révolution, il possède un plan équatorial ; dans ce plan, et dans des plans parallèles, il décroît de l'axe à la périphérie ; les lignes de force sont courbes et convergent vers les pôles (champ en forme de barillet).

Considérons un rayon lancé dans le plan équatorial suivant une direction AV passant par l'axe O du champ (*fig.* 9), et donnons-nous la position des lignes d'égale force magnétique (circulaires) et la valeur de la force sur chacune de ces lignes (décroissante de l'axe à la périphérie), cette décroissance étant représentée par un écartement progressif des lignes d'égale force.

Si le champ était uniforme, comme il est perpendiculaire au plan de la figure, le rayon s'enroulerait suivant une certaine circonférence de centre P, indiquée en pointillé. Mais, à mesure qu'il s'éloigne de la ligne α, la force diminue, le rayon de courbure de la trajectoire augmente et celle-ci s'écarte de la circonférence P. Arrivé

sur une certaine ligne β, en B, le projectile cathodique est dirigé tangentiellement à β et, continuant à tourner, il rencontre dans le sens croissant les champs qu'il avait, de A à B, traversés dans le sens décroissant. Le problème est analogue à celui du mirage, et l'arc décrit, BC, sera symétrique de AB par rapport à OB. Au point C, le rayon sera dirigé suivant CO, et la courbure en ce point sera la même qu'en A. Il est essentiel de remarquer que le point C doit être non sur la circonférence P, mais en dehors, comme le montre la figure. Si, en effet, on avait deux arcs AB, BC symétriques, tels que A et C soient sur la circonférence P, la courbure passerait en B par un maximum, tandis qu'elle y passe par un minimum. Le point C est donc en dehors de la circonférence, ce qui l'éloigne de A.

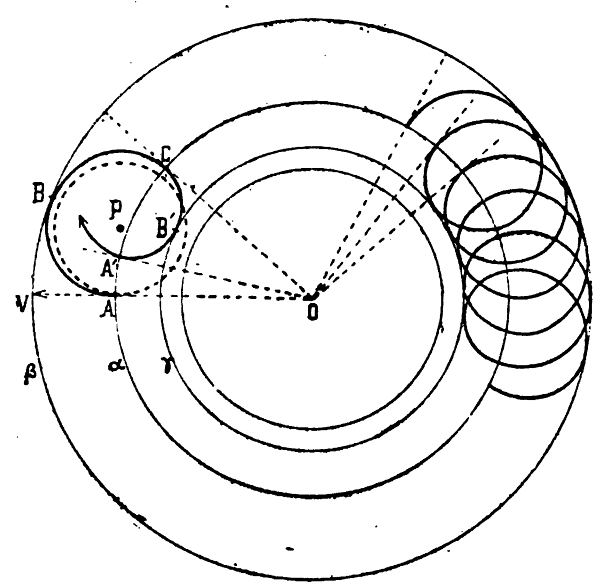


Fig. 9. — Construction de la spirale cathodique à double enroulement dans le plan équatorial d'un champ non uniforme produit entre deux pôles magnétiques.

A partir de C, le rayon rencontre des champs plus intenses que le long de la ligne α, et croissants : la courbure de la trajectoire augmente jusqu'à un certain point B' où elle est maxima, puis décroît à mesure que le rayon revient vers la ligne α qu'il atteint en A' ; les deux arcs CB', B'A' sont symétriques et, au point A', le rayon se retrouve dans les conditions initiales. Mais il est décalé de la quantité AA'. Comme il n'y a aucun obstacle en ce point, il recommence

une deuxième spire identique à la précédente, puis une troisième, et

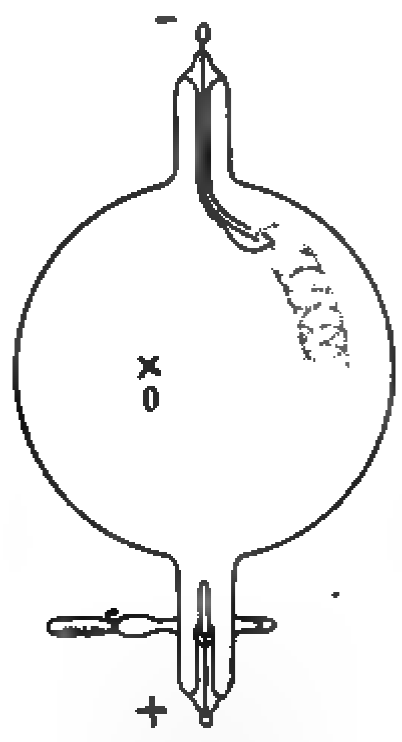


Fig. 10. — Réalisation de l'enroulement de la *fig.* 9. La cathode est analogue à *b* de la *fig.* 5 ; la lame de mica, suffisamment prolongée, présente une petite ouverture correspondant au point A' de la *fig.* 9 et servant à diaphragmer le rayon après une spire. Le pas de la spirale (distance AA') est ainsi imposé. On la réalise aisément en faisant varier la position de l'ampoule ou la valeur du courant magnétisant de l'électro-aimant. O, axe du champ.

Fig. 11. — Photographie de l'enroulement cathodique de la *fig.* 9.

ainsi de suite indéfiniment ; c'est ce qui est représenté sur la même figure à droite.

Ainsi, tandis que, dans un champ uniforme, le projectile cathodique décrirait une circonférence et, en l'absence d'obstacles, recommencerait indéfiniment la même circonférence, il décrit ici une spirale particulière telle qu'après chaque tour complet le rayon est décalé d'une quantité constante ; autrement dit, la spirale ne se referme pas sur elle-même ; elle constitue un double enroulement : 1° autour du champ magnétique ; 2° autour de l'axe de ce champ (*fig.* 10 et 11).

Cette courbe peut être définie géométriquement d'une manière très simple : sa courbure est, en chaque point, proportionnelle au champ. Si on connaît la loi suivant laquelle le champ H varie en fonction de la distance ρ à l'axe,

$$H = f(\rho),$$

on doit avoir :

$$R = \frac{mV}{e \times f(\rho)}.$$

Au lieu de considérer un rayon partant d'un point tel que A dans une direction OV, on aurait pu le prendre dirigé d'une manière quelconque. Le point d'émission n'étant pas autre chose qu'un point de la trajectoire, cela reviendrait à commencer la spirale précédente par un quelconque de ces points.

Considérons maintenant le cas beaucoup plus intéressant d'un rayon lancé obliquement dans un champ semblable au précédent.

Supposons, pour simplifier, la cathode dans le plan équatorial et le rayon lancé obliquement à ce plan, du côté d'un des pôles par conséquent. Si le champ était uniforme, après un tour complet le rayon rencontrerait de nouveau la ligne de force passant par le point d'émission. Mais, comme dans le cas précédent, le champ est plus intense près de l'axe que loin de cet axe. L'arc d'hélice extérieur s'allongera donc comme le faisait la courbe ABC de la *fig.* 9 par rapport à la circonférence, puis deviendra plus serré comme l'arc CB'A' et, de même que le rayon ne repassait pas par A, il ne reviendra pas à la ligne de force initiale, il y aura un décalage : à chaque spire, ce décalage se reproduira, et le rayon s'écartera de la ligne de force en question.

En même temps ce rayon, avançant vers un pôle, rencontrera des champs de plus en plus intenses. Assimilons ce champ, sur une petite étendue, au champ divergent à lignes de forces rectilignes produit par un pôle isolé. M. Poincaré a démontré que, dans ce cas,

le rayon s'enroule suivant une ligne géodésique située sur un cône; or une semblable ligne, après s'être rapprochée du sommet du cône, rebrousse chemin et s'en éloigne indéfiniment. Autrement dit, le pas de l'hélice diminue plus vite que son diamètre, devient nul sans que celui-ci le soit, puis devient négatif; le corpuscule s'éloigne alors du pôle, et le diamètre des spires recommence à croître.

Dans le cas où les lignes de force convergentes sont courbes au lieu d'être rectilignes, nous pouvons sinon démontrer, du moins admettre qu'il y aura à la fois rebroussement et décalage de la trajectoire hélicoïdale de pas variable. Le premier phénomène prévu par la théorie de M. Poincaré résulte de la convergence des lignes de force, le second est dû, comme on l'a vu plus haut, à la plus grande intensité du champ près de son axe.

On entrevoit tout le parti qu'on pourra tirer de ce rebroussement des hélices cathodiques pour expliquer que l'aurore boréale n'aille pas jusqu'au pôle magnétique, qui reste entouré d'une zone sombre.

Fig. 12. — Enroulement cathodique dans le champ obtenu entre deux pôles d'électro-aimant. La trajectoire rebrousse chemin à une certaine distance du pôle dont s'approche le rayon. Le retour se fait obliquement par rapport à l'aller Au-dessus de l'enroulement se voient deux faisceaux de rayons magnéto-cathodiques qui suivent les lignes de force, rectilignes en apparence par effet de perspective.

Le rayon s'enroulera ainsi en spires décroissantes sur une surface fusiforme oblique par rapport à la ligne de force passant par la cathode. Cet enroulement s'arrêtera à une certaine distance du pôle, s'en éloignera ensuite, puis s'arrêtera de nouveau à la même distance de l'autre pôle, reviendra vers le premier, et ainsi de suite, sans que le rayon puisse rencontrer les parois de l'ampoule si celle-ci contient les pôles ou se

moins en est très près. Quant au décalage, il ne dépend que de la condensation du champ vers l'axe et, par suite, a lieu tout le temps dans le même sens, produisant comme pour la *fig*. 9 un enroulement général centré sur l'axe de l'électro-aimant, et parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant suivant la direction du champ.

On se représentera assez bien cette trajectoire en imaginant un long ressort en hélice qu'on reploierait en zigzag, et qu'on poserait sur un baril de manière à en faire le tour. La *fig*. 12 montre un exemple de ce phénomène, on voit l'aller et le retour du rayon ainsi que le décalage (une lame de mica arrête le rayon après le premier aller et retour).

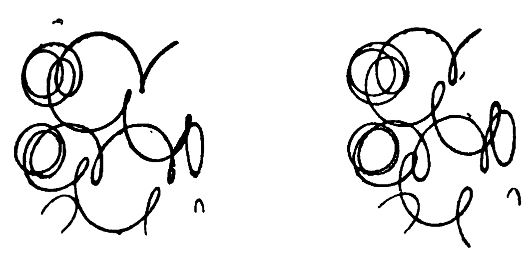


Fig. 13. — Calque de la photographie stéréoscopique d'un enroulement cathodique entre les pôles d'un électro-aimant.

La *fig*. 13 est le calque exact d'une photographie stéréoscopique de l'enroulement obtenu avec un faisceau très fin ([1]).

Dans une ampoule un peu vaste, on observe aisément un nombre d'allers et de retours suffisant pour couvrir une surface faisant le tour complet de l'axe du champ ; la spirale cathodique, composée de rayons dont les vitesses et les directions diffèrent légèrement, s'étale bientôt, on ne voit plus que les tubes d'enroulement et l'aspect général est celui d'un baril lumineux dont les douves, séparées à leurs extrémités, se croiseraient en leurs milieux (Voir *fig*. 16, 17 et 18).

([1]) La reproduction de l'épreuve en photogravure eût été mauvaise à cause de la faiblesse des spires d'ordre élevé, nécessairement un peu étalées et par suite moins brillantes que les premières. En outre, l'inévitable réseau a le défaut de supprimer l'effet stéréoscopique, à cause de l'aspect ponctué de l'image et du défaut de correspondance des points qui la composent. Le dessin au trait peut au contraire être reproduit sans trame ; celui-ci n'est d'ailleurs que le renforcement, à la plume, du positif véritable.

THÉORIE DE L'AURORE BORÉALE.

Les particularités principales de l'aurore sont les suivantes.

L'aurore affecte généralement la forme d'un éventail composé de bandes lumineuses semblables à des faisceaux de projecteurs convergeant vers le pôle magnétique, mais s'arrêtant à distance de celui-ci, et s'appuyant en quelque sorte par leur extrémité sur un arc dont l'intérieur est sombre (*arc auroral*).

La base de chaque faisceau sur cet arc présente un renforcement notable. La longueur des rayons est variable ; souvent on les voit aller d'un pôle à l'autre.

Par instants, des mouvements se produisent dans l'aurore ; les rayons se déplacent le long de l'arc auroral comme si l'ensemble tournait tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, autour de l'axe magnétique du globe.

Parfois la base des rayons s'élève ou s'abaisse comme si chaque faisceau lumineux était animé d'un mouvement longitudinal (*danse des rayons*).

Il faut ajouter à cela les taches lumineuses dans le ciel (*plaques aurorales*).

Les phénomènes d'enroulement des rayons cathodiques dans un champ non uniforme permettent d'expliquer la plupart de ces aspects et même de discuter l'origine de l'énergie électrique du météore.

Si l'aurore est produite par des particules cathodiques émanant du Soleil, ces particules ne peuvent arriver à la Terre que si le champ magnétique solaire est négligeable. En effet, ce champ étant de révolution, les rayons cathodiques y produiraient l'enroulement composé en zigzag formant autour du Soleil une nappe de révolution dont les points d'émission feront partie, et les corpuscules devraient, à l'aller et au retour, passer à une distance de l'axe égale à celle du point d'émission, c'est-à-dire très près de la surface solaire. On peut se représenter la chose en imaginant que, dans la *fig.* 9, la circonférence qui est l'enveloppe intérieure de la spirale est l'équateur solaire.

Le diamètre des spires d'enroulement sera lui-même négligeable devant le diamètre du Soleil (dans un champ de 1/10 d'unité, pour des particules ayant la vitesse de la lumière, ce diamètre serait de 300 mètres environ).

Ainsi le champ magnétique solaire est incompatible avec l'arrivée des particules cathodiques sur la Terre; l'hypothèse de l'origine solaire des rayons cathodiques nous oblige donc à admettre que ce champ est sensiblement nul, ce qui est possible, vu la température élevée de l'astre.

Supposons donc les particules cathodiques entrant dans le champ magnétique terrestre qui s'étend jusqu'au Soleil et au delà : leurs trajectoires s'enrouleront, donneront la nappe en zigzag ayant pour axe l'axe magnétique du globe et passant par le lieu d'émission, soit le Soleil. Le rayon de l'enveloppe extérieure de la nappe sera par suite égal à celui de l'orbite terrestre.

On pourra donc voir peut-être, très près des pôles, les extrémités de tous les faisceaux d'enroulement; mais comme, à chaque aller et retour, ils devront s'éloigner à une distance égale à celle du Soleil, s'ils ne sont pas absorbés en route, ils seront hors de l'atmosphère, dans un vide parfait, et invisibles. Comme il est certain que les aurores boréales ou australes peuvent donner des rayons qui, même à l'équateur, sont encore dans l'atmosphère terrestre, les rayons cathodiques qui les produisent ne peuvent venir directement du Soleil, à moins de perturbations magnétiques cosmiques telles que les rayons soient captés par la Terre au moment où ils arrivent près de celle-ci.

Mais il est possible que ces particules d'origine solaire arrivent assez près des pôles terrestres pour rencontrer des cirrus, qui accompagnent toujours l'aurore.

Des cirrus peuvent être électrisés négativement, parce que les ions négatifs condensent la vapeur d'eau plus facilement que les ions positifs. Or j'ai observé récemment que des rayons cathodiques à grande vitesse frappant un objet quelconque électrisé négativement provoquent une abondante émission de rayons par le point frappé, même si, au voisinage de ce point, la chute de potentiel est par elle-même beaucoup trop faible pour produire spontanément une émission (120 volts suffisent). La vitesse de ces rayons correspond à la chute de potentiel en question. Les cirrus, formés d'aiguilles de glace électrisées négativement, constitueraient ainsi de vastes cathodes secondaires. L'émission produite, normale à l'ellipsoïde terrestre, serait oblique au champ magnétique et l'on serait dans les conditions voulues pour avoir l'enroulement composé déjà décrit. L'arrivée de particules électrisées provenant du Soleil n'est d'ailleurs

pas nécessaire pour que les cirrus se déchargent. L'ultra-violet solaire, dont l'existence n'est pas douteuse, suffit à produire ce résultat : M. Buisson a en effet reconnu que la lumière ultra-violette décharge la glace électrisée négativement.

Rien n'empêche d'admettre l'existence d'autres causes excitatrices d'origine cosmique, radiations ou rayons. De même, on pourrait, au lieu de cirrus électrisés, imaginer des nuages de poussières cosmiques chargées d'électricité. Le vide interplanétaire étant isolant, ces poussières ne pourraient perdre leur charge qu'en rencontrant les couches supérieures de notre atmosphère. Cette décharge, que les radiations solaires faciliteraient, se produirait précisément à une hauteur où la raréfaction de l'air est semblable à celle qu'on réalise dans les ampoules de Crookes, et les rayons cathodiques produits dans ce milieu raréfié se propageraient sans obstacle à de grandes distances. Ces poussières, cause primitive de l'aurore, pourraient être celles que M. Arrhénius suppose nous être envoyées par le Soleil.

Ce sont d'ailleurs là de simples conjectures destinées à fixer les idées, mais étrangères à la théorie même de l'aurore. Cette théorie a en effet pour but d'expliquer les caractères de l'aurore au moyen des propriétés des rayons cathodiques, et ces propriétés sont indépendantes de la nature de la source électrique. La seule chose que puisse indiquer l'étude électromagnétique de l'aurore est la région de l'espace où il conviendrait de rechercher la source en question. Cette région doit être très voisine de la Terre, et sans doute située dans notre atmosphère. Le lieu d'émission des corpuscules est en effet sur leurs trajectoires et, par suite, dans la nappe que celles-ci forment dans le champ terrestre. Or, d'après toutes les observations, cette nappe entoure la Terre à une distance qui, même à l'équateur magnétique, ne dépasse pas quelques centaines de kilomètres. Il est donc nécessaire que les rayons cathodiques auroraux soient d'origine terrestre, cette origine restant d'ailleurs provisoirement inconnue.

Nous n'avons ainsi à considérer que l'explication des aspects présentés par l'aurore, celle-ci étant supposée produite par des rayons émis dans notre atmosphère, la présence d'un gaz étant nécessaire pour qu'ils soient visibles.

Ces rayons sont soumis au champ terrestre, qui, malgré sa faible intensité, suffit à donner des enroulements qui n'ont pas 100 mètres de diamètre pour des corpuscules ayant la vitesse de la lumière. Or

le champ terrestre présente une grande analogie de forme avec celui qu'on obtient entre deux pôles d'aimants : les lignes de force seront seulement rentrantes aux pôles, c'est-à-dire plus courbes, ce qui ne peut qu'exagérer les effets observés avec l'électro-aimant.

Considérons donc l'enroulement en zigzag de la *fig.* 13 ; ce sera évidemment celui des rayons dans le champ terrestre dont la direction est généralement oblique au champ électrique de l'atmosphère. Mais, au lieu d'un point, nous aurons une large surface d'émission, un cirrus par exemple. Tous les rayons ainsi émis auront à peu près même vitesse et même direction (1) et donneront des enroulements identiques dont l'ensemble formera un large faisceau dans lequel aucune spire ne sera évidemment visible. Ce faisceau, dont l'épaisseur sera le diamètre d'une spire, et la largeur celle du cirrus plus ce même diamètre, se comportera comme chacun des enroulements dont il est composé ; il se dirigera par exemple vers le Nord, un peu obliquement aux lignes de force, puis rebroussera chemin à une certaine distance du pôle pour repartir vers le Sud, la nouvelle direction étant symétrique de la première par rapport à la force magnétique. Vers le pôle Sud, nouveau rebroussement, retour vers le Nord, avec décalage toujours dans le même sens, et, de nouveau, arrêt à la même distance du pôle que précédemment, puis encore départ vers le Sud, et ainsi de suite.

Aux points de rebroussements, qui sont à la même distance d'un pôle si le champ est de révolution, tous les filets cathodiques se replient sur eux-mêmes et l'expérience de la *fig.* 13 montre que, même si les directions sont un peu différentes, le reploiement de la spirale ne change pas de position : comme, d'autre part, le pas des spirales tend vers zéro, il se produit une condensation de lumière, un renforcement très visible résultant du tassement des spires vers le lieu de rebroussement (2).

Représentons comme sur un planisphère (*fig.* 14) la nappe des rayons cathodiques. Le lieu des extrémités des faisceaux fusiformes (ayant comme convergence à peu près celle du champ) étant à une distance constante de chaque pôle (dépendant seulement de la con-

---

(1) Ils seront, en effet, produits par le champ électrique terrestre.

(2) Dans l'expérience de la *fig.* 13, le faisceau cathodique est devenu presque invisible, par suite de son étalement, au bout de dix ou douze spires, et l'on voit cependant très bien les boucles terminales correspondant à la vingtième ou vingt-cinquième spire.

vergence du champ près de ce pôle) sera un parallèle magnétique représenté ici par une droite. Ce sera l'*arc auroral* avec les renforcements signalés plus haut et observés dans l'aurore boréale.

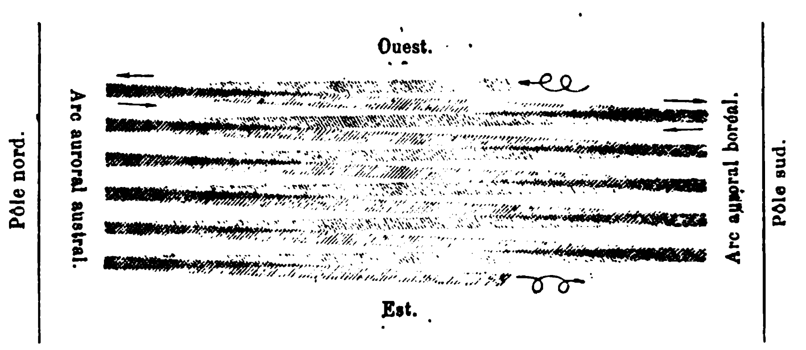


Fig. 14. — Nappe cathodique en zigzag représentée en planisphère et montrant la production des rayons et des arcs auroraux.

La superposition partielle de l'aller et du retour de chaque fuseau (oblique au champ) constituera un faisceau résultant dont la direction moyenne sera évidemment celle du champ. Cette superposition doublant l'intensité lumineuse, ce sera surtout près des arcs auroraux que le météore sera visible. Nous avons ainsi les rayons auroraux disposés en éventail sur l'arc auroral, à l'intérieur duquel il n'y a rien, puisque les rayons cathodiques n'y peuvent pénétrer.

Si le pas du décalage, c'est-à-dire la distance des points homologues des spires de rebroussement de deux retours successifs, est supérieur à la largeur du faisceau d'ensemble, les rayons auroraux seront distincts : ce sera l'aurore classique en éventail. Si ce pas est moindre, il y aura superposition partielle de deux rayons auroraux voisins ; il en résultera des renforcements de lumière simulant les plis d'une draperie (*aurore en draperies*).

Quel que soit le lieu d'émission, le sens de l'enroulement composé est celui des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant le Nord magnétique : c'est le sens de rotation de la Terre. Si donc on avance vers l'Est, on rencontrera des fuseaux cathodiques dont le numéro d'ordre sera de plus en plus élevé, et qui, par suite de la déperdition d'énergie sous forme de lumière, seront de plus en plus faibles, jusqu'à évanouissement complet après une fraction plus ou moins grande du tour de la Terre.

Supposons que l'émission ait lieu sous l'influence d'un rayonne-

ment solaire (l'ultra-violet par exemple) ; l'aurore commencera dans l'hémisphère éclairé, et s'avancera vers l'Est en s'affaiblissant ; en abordant l'hémisphère obscur, elle deviendra visible, et le côté de cet hémisphère pour lequel le Soleil vient de se coucher sera évidemment le lieu où l'on verra les fuseaux d'ordre peu élevé, c'est-à-dire les plus brillants. Ce sera donc aussitôt après le coucher du Soleil qu'on aura le plus de chances de voir une aurore boréale, car, à mesure que la Terre tournera, entraînant l'observateur vers l'Est, il faudra, pour arriver jusqu'à lui, des aurores de plus en plus intenses et, partant, plus exceptionnelles. Or cette conséquence de la théorie est entièrement conforme à l'observation, et elle permet de décider si l'aurore est due à des rayons cathodiques ou à des rayons chargés positivement. Ces derniers suivraient dans l'espace des trajectoires tout à fait semblables à celles qui ont été indiquées plus haut : les spires seraient simplement de plus grand diamètre. Mais le sens de description de la nappe formée par ces trajectoires serait inverse et progresserait de l'Est à l'Ouest ; ce serait donc avant le lever du Soleil, et non après son coucher, que les aurores seraient le plus souvent visibles. Or il n'en est rien, et nous en devons conclure que c'est bien aux rayons cathodiques qu'il convient de s'adresser pour expliquer les faits observés, ce qui n'etait nullement démontré.

Supposons maintenant une perturbation magnétique ayant pour effet de changer localement la convergence du champ vers le pôle. Aussitôt le point de rebroussement du fuseau cathodique s'éloignera ou se rapprochera du pôle ; on aura le mouvement longitudinal de la *danse des rayons*.

Si, au contraire, on modifie *soit la vitesse des rayons* (différence de potentiel motrice), *soit l'intensité du champ*, les spires cathodiques se resserrent par exemple de 10 0/0 (champ plus intense ou vitesse moindre), mais, en même temps, les fuseaux se rapprochent ; celui qui part du lieu d'émission reste à peu près fixe ; son diamètre, égal à la largeur du cirrus plus celle d'une spire, change à peine ; le second se rapproche du premier de 10 0/0 ; le troisième se déplace deux fois plus, et ainsi de suite : on verra donc les bases des fuseaux courir le long de l'arc auroral par une véritable rotation autour de l'axe magnétique, rotation dont on se fera une idée exacte en imaginant que, sur la *fig.* 14, on resserre tous les fuseaux à la manière de ces appliques extensibles formées d'entretoises en losanges.

Ce phénomène est facile à reproduire dans un grand ballon placé entre les pôles d'un électro-aimant (*fig.* 15) et dans lequel on pro-

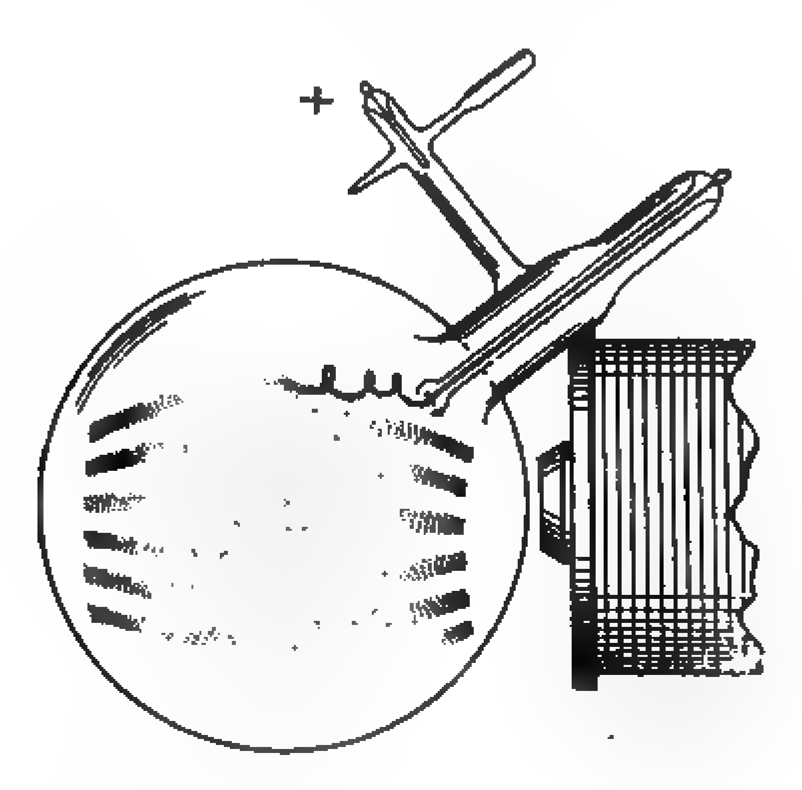


Fig. 15. — Expérience réalisant l'enroulement composé en zigzag (aurore artificielle).

duit des rayons cathodiques en un point dans une direction convenable. On a la nappe déjà décrite et, si l'on fait varier le champ, cette nappe, sans changer de forme ni de diamètre, s'enroule ou se déroule à volonté autour de son axe, chaque fuseau se déplaçant proportionnellement à son numéro d'ordre. Le phénomène est encore plus saisissant si la source électrique est un alternateur présentant un peu de *pompage*, d'où résultent des variations périodiques de voltage qui modifient la vitesse cathodique et produisent la rotation de l'aurore artificielle. Cette rotation n'est donc qu'un phénomène de *pompage* naturel du champ terrestre ou du potentiel atmosphérique. C'est à la seconde cause qu'il faut attribuer les mouvements auroraux qui ne sont pas accompagnés d'une variation de l'intensité magnétique.

La *danse des rayons* s'obtient aisément, dans l'expérience précédente, au moyen d'une tige de fer qu'on approche et éloigne alternativement d'un des arcs auroraux. La présence de cette tige produit une perturbation magnétique qui allonge en quelque sorte le pôle voisin et augmente localement la convergence des lignes de force; il en résulte un déplacement du point de rebroussement du faisceau

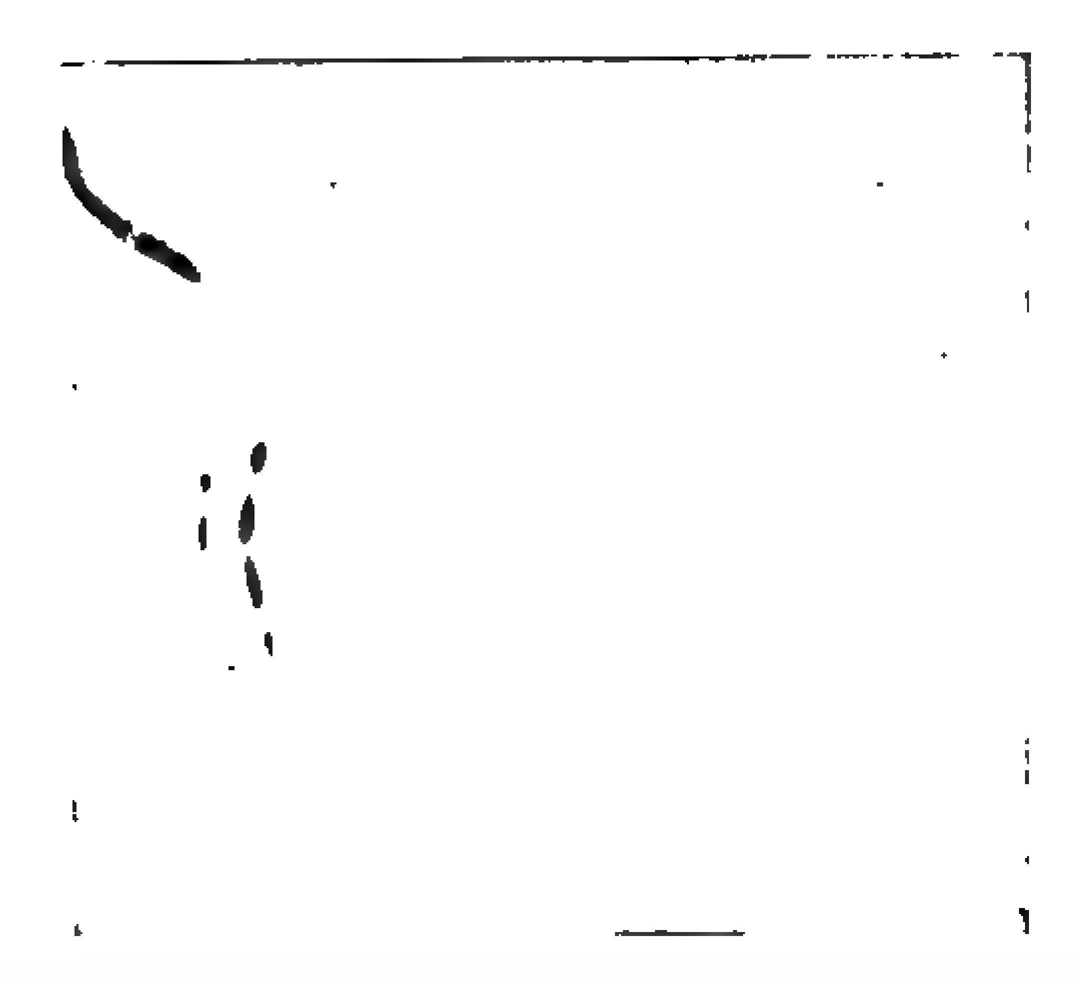


Fig. 16. — Nappe cathodique en zigzag limitée par deux parallèles magnétiques. En haut à gauche, le départ du faisceau cathodique. Le ballon est fortement décentré par rapport à l'électro-aimant pour augmenter le décalage en zigzag, qui est d'autant plus marqué que le champ est moins uniforme. La nappe, de rayon plus grand que le ballon, est arrêtée par la paroi après un demi-tour, ce qui supprime le fond lumineux qu'elle formerait en remontant de l'autre côté de l'axe.

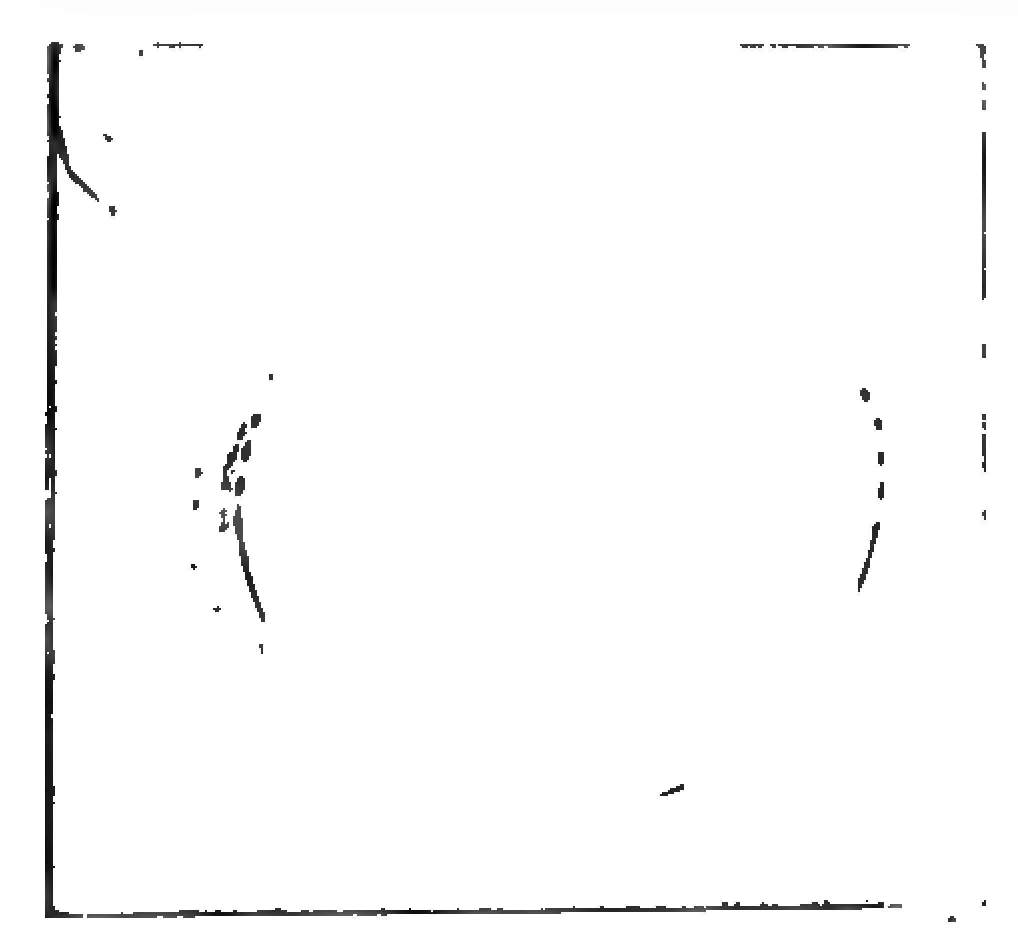


Fig. 17. — Même expérience avec un champ plus intense, donnant un grand nombre de zigzags dans un demi-tour de la nappe cathodique.

correspondant ou, si l'on veut, une déformation de l'arc auroral, qui est une ligne équipotentielle magnétique. On reproduit d'une manière analogue le *ruissellement* de l'aurore, par le mouvement des spires enchevêtrées.

Fig. 18. — Nappe cathodique obtenue en plaçant le centre du ballon sur l'axe du champ magnétique. La nappe fait alors le tour complet du ballon.

Les *fig.* 16 et 17 montrent cette nappe cathodique en zigzag et la transformation qu'elle subit quand on augmente l'intensité du champ (ou quand on diminue la vitesse des rayons). Dans la *fig.* 18, le ballon a été centré sur l'axe du champ, la nappe se referme alors sur elle-même, et aucun rayon cathodique ne peut atteindre les parois.

La *fig.* 19 a été obtenue en photographiant la nappe cathodique d'un point situé au voisinage de son centre : l'objectif était ainsi placé à peu près comme l'œil d'un observateur regardant une aurore boréale. On reconnaît immédiatement l'aspect de l'aurore classique en éventail, et le renforcement des rayons sur l'arc auroral est parfaitement visible, ainsi que l'affaiblissement progressif du phénomène d'un bord à l'autre de la figure (de l'Ouest à l'Est dans le phé-

nomène naturel). A l'intérieur de l'arc auroral se voient de faibles faisceaux magnéto-cathodiques[1], inévitables dans un champ intense.

FIG. 19. — Aurore artificielle. Vue de la nappe cathodique précédente prise d'un point situé à son intérieur et dans une direction inclinée à 45° environ sur l'axe. L'origine des rayons est à gauche en dehors de la figure.

Ainsi cette étude de l'électromagnétisme cathodique conduit non seulement à une explication vraisemblable d'un phénomène naturel remarquable, mais à la possibilité d'en discuter l'origine terrestre ou cosmique.

---

(1) Ces rayons particuliers, qui prennent naissance dans des champs très intenses et peuvent partir même d'une anode, pourvu qu'elle soit voisine de la cathode, suivent les lignes de force jusqu'aux pôles. D'autre part, ils peuvent être émis non seulement par une électrode ou objet voisin d'une cathode, mais par tous les points d'un faisceau cathodique placé dans un champ convenable. Après un trajet plus ou moins long, ce faisceau finit par se résoudre presque complètement en rayons magnéto-cathodiques.

SUR LE RENVERSEMENT COMPLEXE DES RAIES SPECTRALES DANS LES COUCHES CHROMOSPHÉRIQUES;

Par M. Georges MESLIN.

On peut rendre compte, par les considérations suivantes, des renversements de raies observés par le spectrographe à deux fentes de M. Deslandres dans l'étude de la surface solaire, et, en même temps, apporter des arguments en faveur de l'interprétation qu'il donne de ses observations, en attribuant, d'une part, à la couche chromosphérique proprement dite la ligne brillante (généralement double) qui apparaît dans le champ obscur de la raie K, et, d'autre part, à une couche supérieure recouvrant partiellement la chromosphère la raie relativement obscure que l'on aperçoit dans le milieu du champ sombre de la large bande K. Rappelons que cette ligne centrale, relativement obscure, est bordée latéralement par les deux raies brillantes dont il vient d'être parlé, sauf dans l'image des taches, où elle disparaît et où les deux lignes brillantes se confondent en une seule raie centrale moins accusée.

Nous nous appuierons sur deux propositions relatives, l'une au principe de Kirchhoff, l'autre à l'élargissement des raies émises par les gaz ou vapeurs, suivant les conditions dans lesquelles ils se trouvent placés.

I. En premier lieu, nous rappellerons que le principe de Kirchhoff ne s'applique pas aux vapeurs et aux gaz, pour lesquels l'émission, comme l'a démontré Wiedemann, n'est pas une manifestation purement calorique, mais est plutôt un phénomène de luminescence (transformation calorifique d'une énergie reçue sous une autre forme) (1).

D'ailleurs, d'autres difficultés proviendraient, à propos de la démonstration de Kirchhoff, de ce fait que le spectre dont il s'agit ne contient qu'un nombre déterminé de radiations et que, par conséquent, la fonction qui représente le pouvoir émissif d'un tel corps est essentiellement discontinue; or les raisonnements présentés ne gardent plus la même valeur au voisinage de ces discontinuités, de telle sorte que, sans même faire intervenir d'une manière générale

(1) C'est d'ailleurs l'opinion formulée par Pringsheim comme conclusion de son *Rapport sur l'émission et l'absorption dans les gaz et les vapeurs* (Congrès, 1900).

la légitimité du principe de Kirchhoff dans les régions où le pouvoir émissif a une valeur finie, et, par conséquent, en le conservant sous sa forme essentielle, nous pourrons n'en pas tenir compte sous sa forme complète, c'est-à-dire au point de vue quantitatif, au voisinage immédiat de ces discontinuités ; nous considérerons donc que, dans ces régions où le pouvoir émissif est pratiquement nul, le pouvoir absorbant a néanmoins une valeur sensible. Cette conclusion est d'ailleurs tout à fait d'accord avec les observations qu'on peut faire à ce sujet en étudiant l'absorption à travers la vapeur de sodium, etc.

Remarquons, d'un autre côté, qu'en admettant ainsi qu'une absorption puisse exister sans émission correspondante, nous ne contredisons pas essentiellement la forme directe du principe de Kirchhoff, en vertu de laquelle toute émission entraîne une absorption concomitante ; il ne s'agit ici que de la réciproque sur laquelle l'accord n'est pas encore fait entre les physiciens.

Si donc nous considérons un gaz émettant des radiations dans un certain intervalle $\lambda_1\lambda_2$, nous pourrons représenter comme ci-contre (*fig.* 1) la variation du pouvoir émissif (ligne épaisse) et celle du pouvoir absorbant (ligne mince) au voisinage de $\lambda_1\lambda_2$, sans nous astreindre à ce que le rapport des ordonnées soit proportionnel au pouvoir émissif du corps noir à la même température et pour la même radiation (ligne ponctuée), tout en considérant l'absorption et l'émission comme *connexes*, c'est-à-dire comme existant simultanément dans le voisinage l'une de l'autre ou dans la même région du spectre.

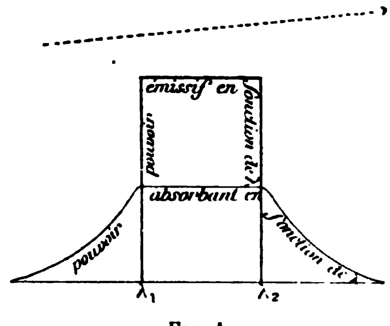


Fig. 1.

II. En second lieu, nous rappellerons que la largeur des raies

brillantes aussi bien que leur éclat changent avec la température, avec la pression et, d'une manière générale, avec les conditions dans lesquelles elles se trouvent placées (champ de force, électrique ou autre, influence du milieu ambiant exprimée par la loi de Kirchhoff-Clausius et en vertu de laquelle le rayonnement est proportionnel au carré de l'indice du milieu où le corps est plongé, etc.). En général, l'élévation de la température, l'augmentation de la pression [1] ou du champ extérieur entraînent un élargissement des raies. Nous pouvons donc considérer une même vapeur, le calcium, et figurer dans différentes conditions ses spectres d'émission et d'absorption au voisinage de la raie K (l'émission étant représentée par un trait gras et l'absorption par une ligne mince) :

1° D'abord à une température relativement basse, t, de l'ordre de grandeur de celles qui sont réalisées dans la partie supérieure qui

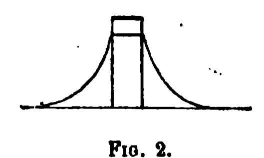


Fig. 2.

surmonte la couche chromosphérique; là, l'émission est relativement faible et l'absorption très énergique, à cause de la température moins élevée que dans les autres régions (*fig.* 2);

2° Puis dans la couche chromosphérique proprement dite, où, la température étant plus haute, l'émission est plus énergique et peut

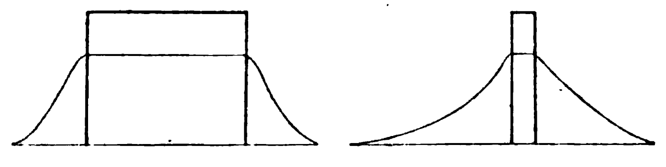


Fig. 3.

en outre s'étendre sur un intervalle plus considérable, si les conditions nécessaires de pression, de champ, etc., sont réalisées ; on aura donc les deux représentations de la *fig.* 3, suivant que cette

---

(1) Travaux récents de Stark, de Humphreys, etc.

couche ne subira pas d'action de ce genre (côté droit) ou qu'elle sera au contraire (côté gauche) surmontée d'une enveloppe supplémentaire, qui du reste pourra être celle dont il était question quelques lignes plus haut;

3° Enfin, dans la couche la plus basse (couche renversante), où la température plus élevée entraîne une augmentation de l'intensité,

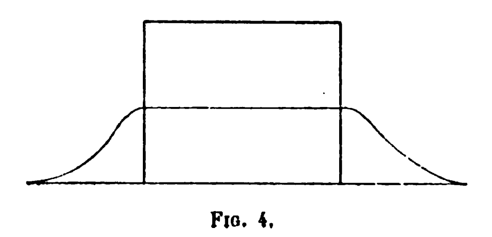


Fig. 4.

couche toujours surmontée au moins de la chromosphère, ce qui la place toujours dans les mêmes conditions pour l'élargissement des raies (*fig.* 4).

Voyons maintenant quelle sera l'apparence du spectre dans la région voisine de K, lorsqu'on examine un rayon lumineux provenant d'une partie de la surface solaire qui contient des taches, et cherchons ce qui se produit, suivant que les différentes couches dont nous avons parlé seront superposées ou que l'une d'elles (la couche supérieure *s*) sera absente au-dessus des cavités qui constituent les taches. C'est du moins la constitution que nous imaginons à titre d'hypothèse et qui est représentée par le dessin ci-contre (*fig.* 5).

Étudions successivement ce qui se produit pour un rayon A qui, provenant d'un point d'une tache, a seulement traversé les couches C et C″, et d'autre part pour un rayon B qui, émané d'une région voisine de la tache, a dû traverser la couche C, la couche C′ supportant l'enveloppe *s* et enfin cette dernière.

Pour appliquer les lois relatives à l'absorption, rappelons que l'interposition d'une couche absorbante sur le trajet d'un faisceau Q_0 le transforme et a pour résultat, si l'épaisseur x est suffisante, de substituer à l'émission du corps rayonnant initial celle du milieu interposé; si même on désigne par E et A les pouvoirs émissif et absorbant de la couche (rapportés à l'unité d'épaisseur), on a, pour

l'intensité du faisceau émergent Q,

$$Q = \frac{E}{A}(1 - e^{-Ax}) + Q_0 e^{-Ax},$$

qui se réduit en effet à $\frac{E}{A}$ dès que Ax a des valeurs suffisantes.

En adoptant d'ailleurs cette expression $\frac{E}{A}$ pour évaluer le faisceau émergent, nous ne faisons nullement intervenir le principe de Kirchhoff; il n'interviendrait que si nous considérions ce terme $\frac{E}{A}$ comme équivalent au pouvoir émissif du corps noir à cette même température.

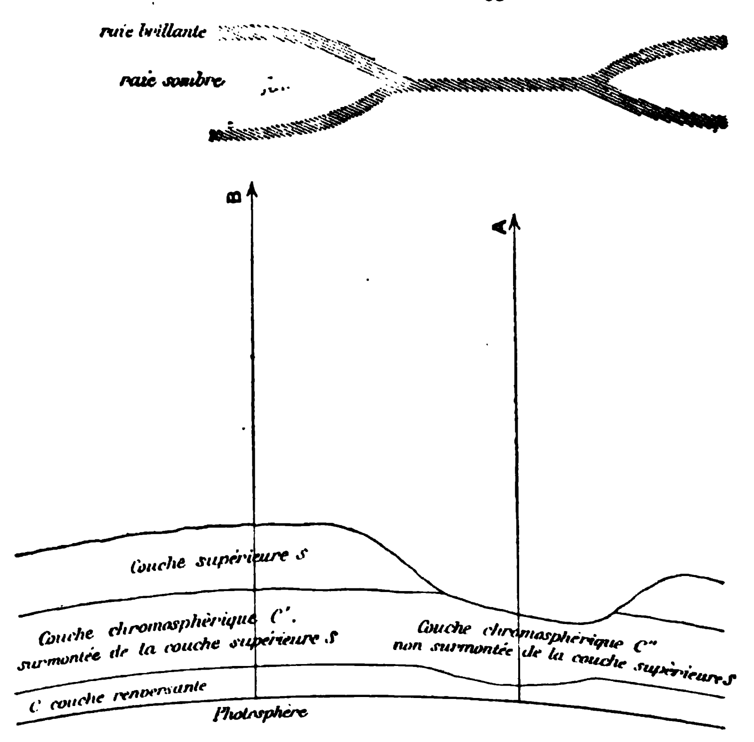
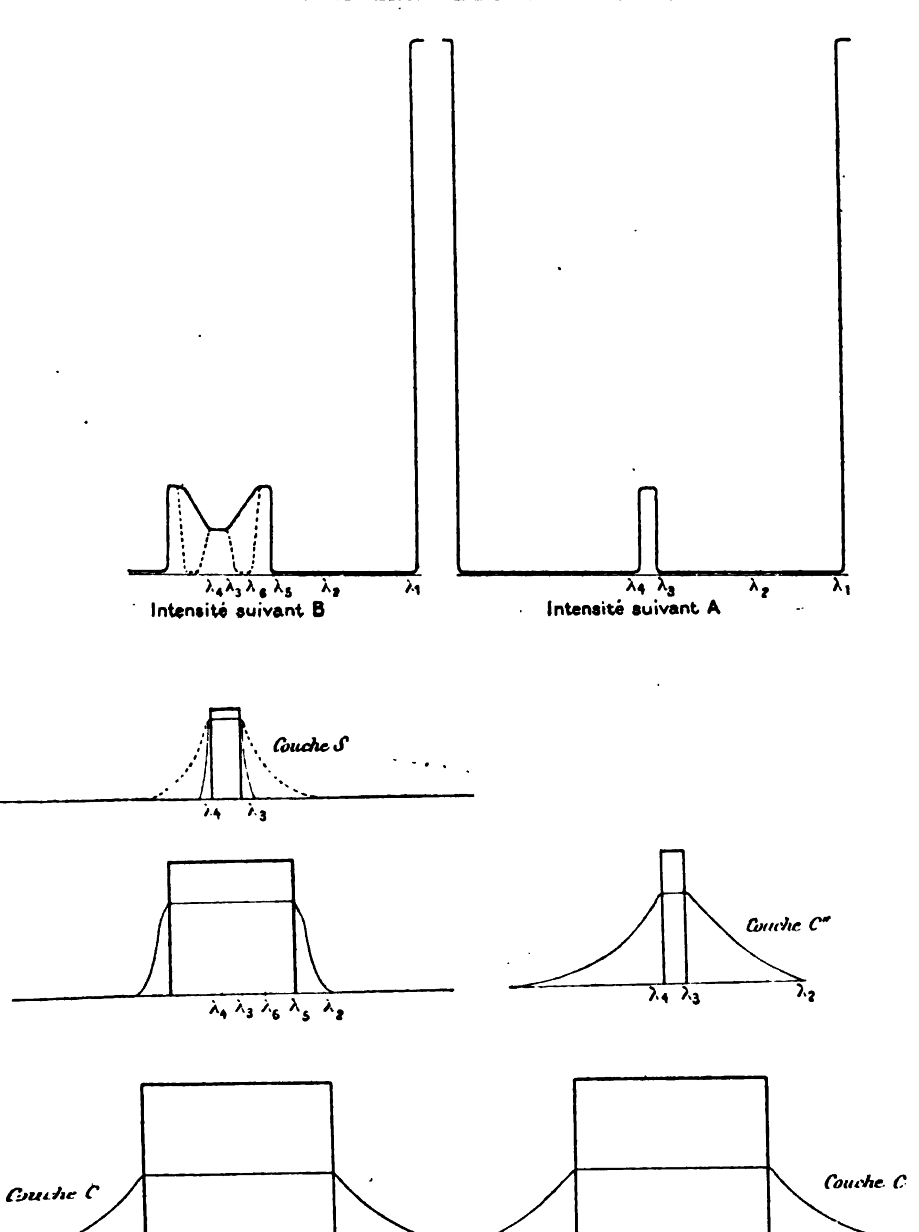


Fig. 5.

La marche du rayon et le calcul des intensités se font aisément à l'aide de la figure représentée sur la page ci-contre (p. 459, *fig.* 6), à droite pour le rayon A, à gauche pour le rayon B.



λ4 λ3 λ6 λ5 λ2 λ1
Intensité suivant B
λ4 λ3 λ2 λ1
Intensité suivant A
Couche S
λ4 λ3
λ4 λ3 λ6 λ5 λ2
Couche C''
λ4 λ3 λ2
Couche C
λ4 λ3 λ6 λ5 λ2 λ1
B
Couche C
λ4 λ3 λ2 λ1
A

Fig. 6.

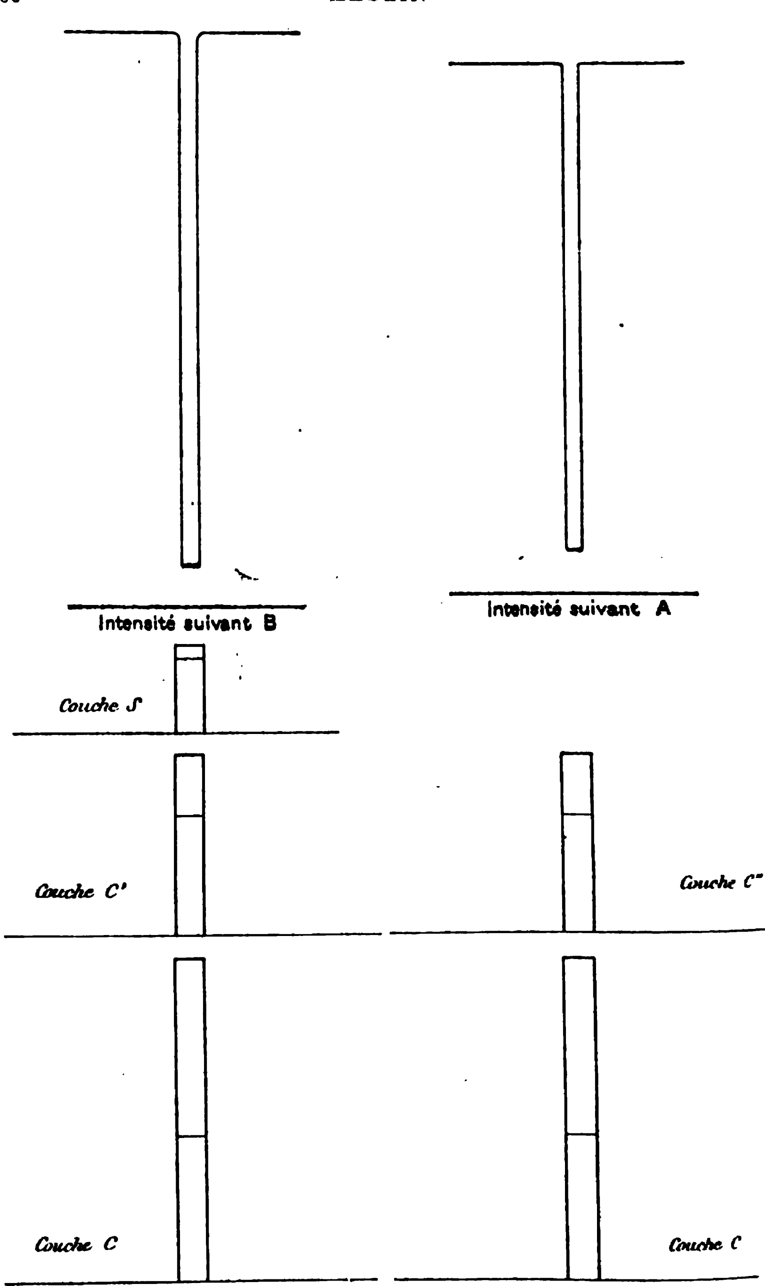

Intensité suivant B
Intensité suivant A
Couche S
Couche C'
Couche C"
Couche C
Couche C

FIG. 7.

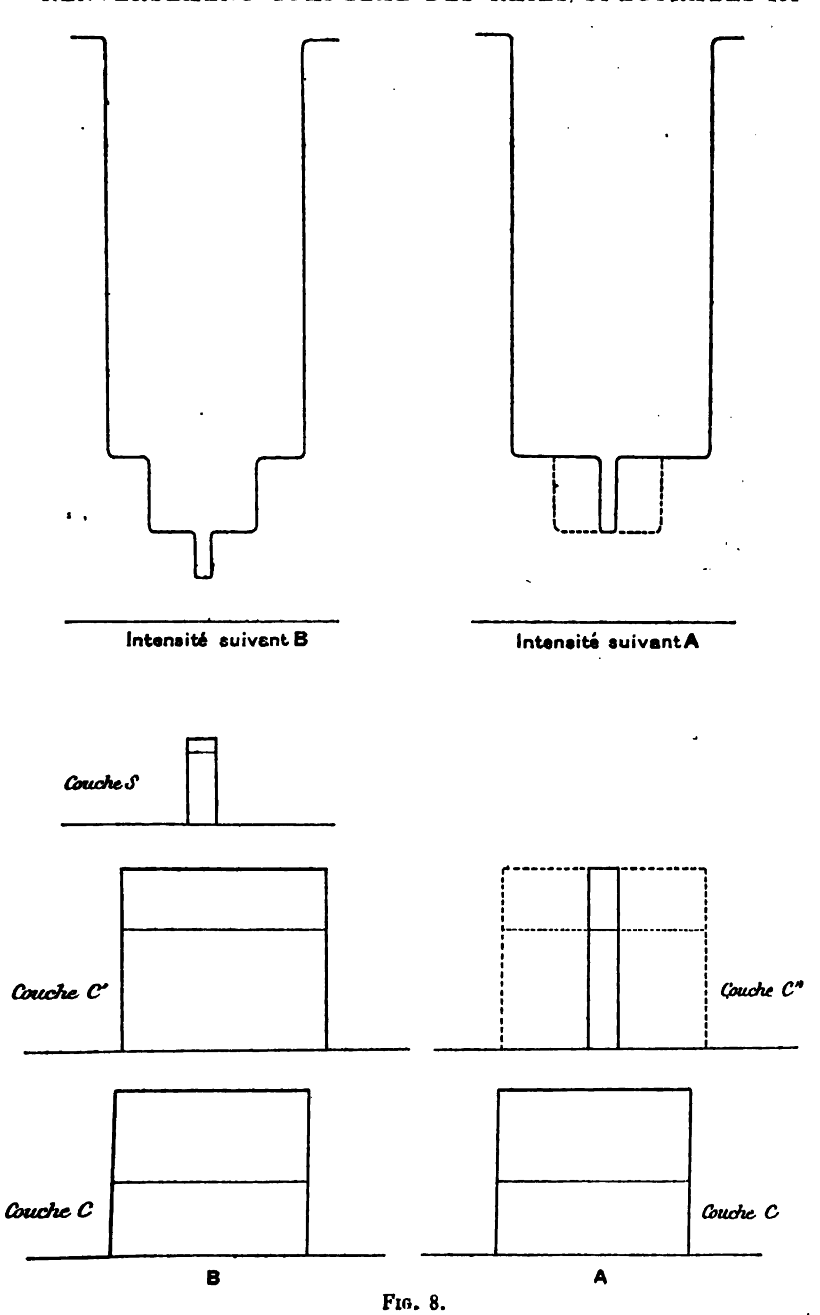

Intensité suivant B
Intensité suivant A
Couche S
Couche C'
Couche C"
Couche C
Couche C
B
A

Fig. 8.

A la partie inférieure de cette page 459 sont groupés les éléments nécessaires pour prévoir l'action de la couche renversante; la partie médiane permet de faire la même étude pour la chromosphère, et enfin, à l'aide du dessin figuré au-dessus et à gauche, l'action de la couche supérieure *s* interposée peut se calculer de façon à obtenir en définitive la représentation des intensités, telles qu'elles sont figurées à la partie supérieure de la même page, en ce qui concerne la distribution de la lumière aux différentes parties de la large raie K.

A. Pour le rayon A, commence en λ_1 l'absorption de la couche C. dont l'émission est d'ailleurs nulle aussi bien que celle de la couche C″ : l'intensité est donc nulle. En λ_2, le pouvoir émissif de C intervient, mais la radiation est absorbée par C″ qui y substitue son effet, lequel est nul jusqu'en λ_3; au contraire, entre λ_3 et λ_4, C envoie aussi un rayonnement qui est encore absorbé par C″, mais C″ y substitue le sien qui passe librement.

On aura donc au milieu de la bande obscure K *une raie brillante étroite qui décèlera la couche chromosphérique et servira à la photographier.*

B. Pour le rayon B, l'intensité sera nulle, pour les raisons indiquées, de λ_1 jusqu'en λ_5; en λ_5, le rayonnement de la couche C est encore absorbé par la couche C′ et celui qu'y substitue C′ passe à travers la couche supérieure *s*, dont le pouvoir absorbant est nul pour λ_5 : on a donc une partie brillante; mais, lorsqu'on approche de λ_3, vers λ_6, la couche *s* intervient, absorbe la radiation reçue, la remplace par celle qu'elle émet et qui est beaucoup plus faible; à la région brillante, qui se trouve de part et d'autre, doit donc succéder dans la partie centrale une raie moins intense (relativement obscure), qui peut même être séparée des deux raies brillantes latérales par des parties tout à fait noires (lignes pointillées).

On aura donc, au milieu de la bande obscure K, *deux raies brillantes séparées par une ligne relativement sombre, qui décèlera la couche supérieure s et servira à la photographier.*

Une construction analogue montre que les deux raies brillantes seront plus étroites lorsque la couche supérieure produira une action moins énergique; elles seront au contraire plus développées au voisinage de la pénombre, sur les facules, etc.

On retrouve donc les apparences tracées en haut de la page 459 pour les rayons A et B; or ces apparences reproduisent justement

les conditions expérimentales (Voir Deslandres, *Notice de l'Annuaire du Bureau des Longitudes*, figure de la page 105, année 1907).

Sur les deux pages suivantes (p. 460 et 461), on a figuré de la même façon la distribution de l'intensité qu'on devrait observer si le principe de Kirchhoff était applicable sans modification aux couches traversées par les rayons, soit qu'on ne fasse pas intervenir l'élargissement des raies par l'élévation de température (p. 460), soit qu'on tienne compte d'une telle modification (p. 461); or les apparences observées ne sont pas conformes à ces prévisions.

LA PHYSIQUE DES COURANTS D'AIR D'APRÈS M. SHAW ;

Par M. E. MATHIAS.

Dans un petit livre plein d'originalité sur *les Courants d'air et les Lois de la ventilation*, M. W.-N. Shaw a parlé récemment des lois physiques auxquelles obéissent les courants d'air et a montré leur extrême analogie avec les lois des courants électriques. Les lecteurs du *Journal de Physique* me permettront de détacher de l'œuvre de M. Shaw, en l'arrangeant convenablement, ce qui paraît susceptible de les intéresser.

§ 1. *Rappel des propriétés du circuit électrique.* — Soit une chaîne fermée constituée par une matière conductrice telle que le cuivre ; si dans cette chaîne on introduit une force électromotrice, c'est-à-dire une cause qui maintienne une différence de potentiel électrique constante, le circuit constitué par la chaîne conductrice fermée sera le siège d'un flux d'électricité aussi longtemps que durera la force électromotrice. Ce flux d'électricité jouira des propriétés suivantes :

1° La quantité d'électricité qui passe par seconde à travers toutes les sections droites du circuit est la même ; cette quantité I, qui caractérise en tous les points du circuit le flux électrique à chaque instant, est l'intensité du courant électrique ;

2° La force électromotrice E qui produit le flux électrique est mesurée par le travail accompli par l'unité de quantité d'électricité tombant du potentiel le plus élevé au potentiel le plus bas, et l'énergie de ce travail est dépensée à vaincre la résistance électrique du circuit ;

3° Le flux électrique I produit dans un circuit donné est proportionnel à la force électromotrice E qui lui a donné naissance (E = RI, loi d'Ohm), le coefficient de proportionnalité n'étant autre que la résistance électrique R du circuit en question.

§ 2. *Définition du circuit d'air* (1). — Nous appellerons circuit d'air une disposition qui réalise la circulation de l'air. Il est clair que le circuit doit commencer et finir dans l'air extérieur; soit ABCD une salle à ventiler ; le circuit d'air sera déterminé par l'air extérieur, le canal d'entrée O, l'espace ventilé ABCD, le canal de sortie O' et l'espace extérieur. Pour produire le mouvement de l'air, il faut une

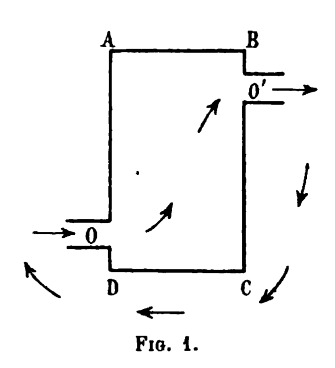


Fig. 1.

force motrice naturelle ou artificielle ; celle-ci pourra être le vent soufflant normalement sur l'orifice O ou transversalement sur l'orifice O', ou un ventilateur de compression installé dans O ou un ventilateur d'aspiration installé dans O', ou une cheminée, etc. Quelle que soit la force motrice, si le flux d'air doit être maintenu, l'agent qui travaille doit être continuellement en action : le vent doit souffler, le feu qui chauffe la cheminée doit être maintenu, la machine actionnant le ventilateur doit travailler. La constance du flux de l'air signifie donc une continuelle dépense d'énergie. On est dès lors amené à considérer le circuit d'air comme offrant au flux de l'air, comme conséquence de sa forme et de ses dimensions, une sorte de résistance et à regarder la puissance motrice nécessaire pour maintenir le flux comme dépensée pour surmonter la résistance du circuit d'air.

Sous ce rapport, il y a analogie entre le circuit d'air et le circuit

(1) On suppose dans tout ce qui suit que l'air garde une température constante.

électrique. Nous mesurerons donc la force motrice d'un courant d'air, ou *force aéromotrice*, par le travail requis pour mouvoir l'unité de masse d'air à travers le circuit.

De même que la force électromotrice peut être représentée par une différence de potentiel (différence de niveau électrique), de même la force aéromotrice H d'un circuit d'air s'exprimera par une hauteur d'air (ou d'eau), c'est-à-dire par une *charge*.

Nous dirons qu'un circuit d'air est *simple* s'il y a une entrée, une sortie et une force aéromotrice uniques; le circuit sera *complexe* s'il y a multiplication de quelqu'un de ces éléments. Par exemple, il peut y avoir plusieurs entrées ou plusieurs sorties, et chaque entrée ou sortie peut être munie d'une force motrice indépendante.

§ 3. *Lois du circuit d'air.* — L'intensité d'un courant électrique étant la même en tous les points d'un circuit non ramifié, semblablement on a :

Loi I. — *La quantité d'air passant à chaque instant à travers deux sections orthogonales* (¹) *d'un circuit d'air simple doit être la même.*

Quand un circuit est complexe et qu'il y a plusieurs entrées et plusieurs sorties, la loi de continuité précédente se transforme ainsi : la quantité totale d'air passant pendant l'unité de temps à travers toutes les entrées doit être égale à chaque instant à la quantité totale qui traverse toutes les sorties pendant le même temps.

Dans un circuit d'air, il y a une *résistance pneumatique* R analogue à la résistance électrique et un flux V qui est l'analogue du flux électrique I. Une première différence est que la loi d'Ohm : $E = RI$, est remplacée par une loi de même forme : $H = RV^2$, qui exprime que, dans une résistance pneumatique fixe, la force aéromotrice est proportionnelle au *carré* du flux d'air V (loi II).

Une seconde différence consiste en ce qu'*une résistance pneumatique peut être remplacée par une ouverture en mince paroi*, la loi $H = RV^2$ étant rigoureusement exacte dans ce cas. Pour des ouvertures en mince paroi finies et de formes quelconques, la résistance pneumatique est en raison inverse du *carré* de la section S de l'ouverture, c'est-à-dire de la quatrième puissance du rayon, s'il s'agit d'une ouverture circulaire. Une résistance pneumatique est donc de la forme $R = \frac{k}{S^2}$, k étant une constante, ce qui est une nouvelle dif-

(¹) Il s'agit, bien entendu, d'une surface coupant orthogonalement les trajectoires des particules d'air.

férence avec les résistances électriques, qui, toutes choses égales d'ailleurs, sont en raison inverse de la section S.

§ 4. *Résistances pneumatiques en série.* — Nous considérerons un circuit d'air simple comme formé de deux résistances séparées, l'*entrée* et la *sortie*, chacune ayant une résistance, tandis que l'espace intermédiaire n'en a pratiquement aucune.

On doit considérer le travail effectué dans le circuit d'air entier comme la somme des travaux effectués là où il y a de la résistance, c'est-à-dire uniquement à l'entrée et à la sortie ; dans ces conditions, la charge totale H est la somme de deux parties : la charge h_1 qui sert à transporter l'air à travers l'entrée et la charge h_2 relative à la sortie :

$$H = h_1 + h_2.$$

Soient R_1 et R_2 les résistances pneumatiques de l'entrée et de la sortie, et V le flux d'air [exprimé en centimètres cubes[1] par exemple] ; on a, R étant la résistance totale du circuit d'air :

$$h_1 = R_1V^2, \qquad h_2 = R_2V^2, \qquad H = RV^2.$$

Or

$$H = h_1 + h_2; \qquad \text{d'où} \qquad RV^2 = R_1V^2 + R_2V^2 \qquad \text{et} \qquad R = R_1 + R_2.$$

Loi III. — *La résistance pneumatique d'un circuit simple est la somme des résistances pneumatiques des différentes parties supposées en série.*

Le calcul précédent s'étend évidemment de lui-même à un nombre quelconque d'orifices en série. Il convient toutefois de faire une remarque pour le cas où la charge partielle réalisant le flux à travers chacune des résistances en série n'est pas produite à l'endroit même de la résistance, et doit au contraire être transmise tout le long du circuit d'air. Alors que la transmission de la force électromotrice tout le long d'un circuit électrique se fait sans perte appréciable, *la transmission pneumatique de l'énergie motrice ne se fait pas sans dissipation et peut être très imparfaite.* La loi III, relative à l'addition des résistances pneumatiques en série, n'est donc rigou-

(1) Au point de vue de l'analogie électrique, il serait préférable de mesurer le flux d'air V en grammes. Au point de vue de la ventilation, il est plus commode d'envisager le volume d'air nécessaire à chaque personne dans l'unité de temps. On passe aisément du volume à la masse en multipliant par la densité de l'air.

reuse que si la transmission du flux V à travers les résistances en série est parfaite.

§ 5. *Résistances pneumatiques en parallèle.* — Soient n circuits d'air reliant deux espaces et commandés par la même charge ou force aéromotrice H ; on dit qu'ils sont en parallèle. Soient R_1, R_2, ..., R_n, R les résistances pneumatiques respectives de ces canaux et du circuit total, et V_1, V_2, ..., V_n, V leurs flux ; on a :

$$H = R_1V_1^2 = R_2V_2^2 = ... = R_nV_n^2 = RV^2.$$

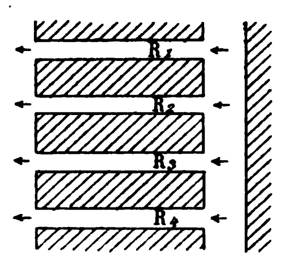


Fig. 2.

Si S_1, S_2, ..., S_n, S sont les surfaces des orifices en mince paroi équivalents aux canaux précédents et au circuit total, on a :

$$R_1 = \frac{k}{S_1^2}, \quad R_2 = \frac{k}{S_2^2}, \quad ..., \quad R_n = \frac{k}{S_n^2}, \quad R = \frac{k}{S^2};$$

d'où on tire

$$H = \frac{k}{S_1^2} V_1^2 \quad \text{et} \quad V_1 = S_1 \sqrt{\frac{H}{k}};$$

on a de même

$$V_2 = S_2\sqrt{\frac{H}{k}}, \quad V_3 = S_3\sqrt{\frac{H}{k}}, \quad ..., \quad V_n = S_n \sqrt{\frac{H}{k}}, \quad V = S\sqrt{\frac{H}{k}}.$$

Or le flux total V est visiblement la somme des flux partiels V_1, V_2, ..., V_n, on a donc :

$$V = V_1 + V_2 + ... + V_n = (S_1 + S_2 + ... + S_n) \sqrt{\frac{H}{k}} = S \sqrt{\frac{H}{k}},$$

d'où

$$S = S_1 + S_2 + ... + S_n.$$

Loi IV. — *L'effet combiné des canaux en parallèle est le même que celui d'un canal unique dont l'orifice en mince paroi équivalent a une surface égale à la somme des surfaces des orifices en mince paroi équivalents aux canaux séparés.*

La loi précédente peut encore s'écrire :

$$\sqrt{\frac{1}{R}} = \sqrt{\frac{1}{R_1}} + \sqrt{\frac{1}{R_2}} + \dots + \sqrt{\frac{1}{R_n}} = \Sigma \sqrt{\frac{1}{R_1}}.$$

Dans le cas électrique analogue, on aurait eu : $\frac{1}{R} = \Sigma \frac{1}{R_1}$.

§ 6. *Analogue pneumatique du pont de Wheatstone.* — Les lois III et IV qui viennent d'être établies sont des conséquences de la loi II : $H = RV^2$, que nous avons jusqu'ici considérée uniquement comme un fait d'expérience. Il serait bon d'avoir des vérifications précises de cette loi avant d'aller plus loin. Cette loi étant l'analogue de la loi d'Ohm, nous chercherons sa vérification dans les conséquences en poursuivant les analogies électriques. En particulier, la théorie du pont de Wheatstone est une conséquence immédiate de la loi d'Ohm ; cherchons à réaliser son analogue pneumatique.

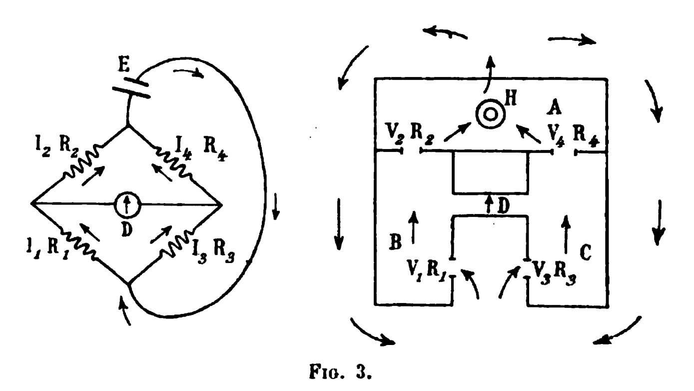


Fig. 3.

Considérons trois boîtes en bois A, B, C, affectant la forme de prismes à base carrée et agencées à la façon d'un électro-aimant, comme le montre la figure ; A communique avec B et C par des orifices en mince paroi de résistances respectives R_2 et R_1 ; B et C communiquent avec l'air extérieur par des orifices en minces parois *réglables* de résistances respectives R_1 et R_3 ; enfin un passage cylindrique D faisant communiquer directement B et C figure le *pont*. La

force aéromotrice H est réalisée au moyen d'un bec Bunsen placé dans A et brûlant dans une cheminée verticale communiquant avec l'air extérieur. Soient V_1, V_2, V_3, V_4 les flux d'air passant à travers les résistances R_1, R_2, R_3, R_4. Exprimons qu'aucun flux ne parcourt le pont D ; il s'ensuit $V_1 = V_2$ et $V_3 = V_4$.

Le pont de Wheatstone donnerait : $I_1 = I_2$ et $I_3 = I_4$. Les relations :

$$I_1R_1 = I_3R_3 \quad \text{et} \quad I_2R_2 = I_4R_4,$$

deviennent, dans l'analogue pneumatique :

$$R_1V_1^2 = R_3V_3^2 \quad \text{et} \quad R_2V_2^2 = R_4V_4^2 ;$$

d'où :

$$\frac{R_1}{R_3} = \frac{V_3^2}{V_1^2}, \quad \frac{R_2}{R_4} = \frac{V_4^2}{V_2^2}.$$

et par suite :

$$\frac{R_1}{R_3} = \frac{R_2}{R_4}.$$

Lorsque l'indicateur de flux d'air du pont D est très délicat, l'ajustement des résistances peut se faire avec une grande précision. Si on remplace les résistances par les surfaces S_1, S_2, S_3, S_4 en mince paroi qui leur correspondent et que l'on connaît, il vient :

$$\frac{\frac{k}{S_1^2}}{\frac{k}{S_3^2}} = \frac{\frac{k}{S_2^2}}{\frac{k}{S_4^2}} \quad \text{ou} \quad \frac{S_3^2}{S_1^2} = \frac{S_4^2}{S_2^2} \quad \text{ou} \quad \frac{S_3}{S_1} = \frac{S_4}{S_2}.$$

Dans la pratique, S_1 et S_3 sont des surfaces rectangulaires données par un volet métallique glissant dans des coulisses en face d'une graduation en centimètres et millimètres. On peut ainsi constater que le rapport $\frac{S_3}{S_1}$ est pratiquement indépendant de la force aéromotrice H, c'est-à-dire de la hauteur de la flamme du bec Bunsen et de la grandeur de l'ouverture de l'orifice de section S_1, par exemple, S_1 et S_3 n'intervenant que par leur rapport dont on doit vérifier la constance.

Le détecteur de flux pourra être une girouette de mica très légère, suspendue par une chape de verre sur une pointe d'aiguille ; quand il passe un flux, si léger soit-il, elle se dirige de façon que l'aile

de mica offre une résistance nulle au flux ; lorsqu'il n'y a pas de flux, la position de la girouette reste quelconque ; quand le flux change de sens, tout en restant très petit, la girouette tourne brusquement de 180°. Telle est du moins la forme donnée au détecteur dans l'appareil construit au Laboratoire de physique de la Faculté des Sciences de Toulouse.

§ 7. *Analogue pneumatique de la méthode de compensation pour la comparaison des forces électromotrices.* — Au point de vue électrique, il s'agit de comparer une force électromotrice E à une force électromotrice *plus petite* E′ ; à cet effet on place E sur un premier circuit et E′ sur une dérivation de ce circuit, de façon que les forces électromotrices envoient l'une vers l'autre des courants de sens contraires. L'expérience consiste à régler les résistances des circuits de façon que le courant soit nul dans le circuit dérivé.

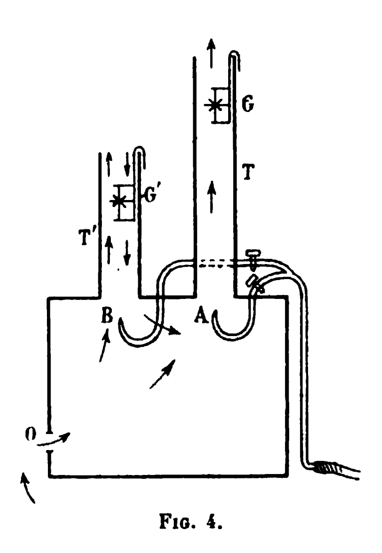


Fig. 4.

Au point de vue pneumatique, il s'agit de réaliser deux circuits d'air ayant une partie commune et deux forces aéromotrices distinctes. On prend pour cela une boîte parallélipipédique en bois fermée en avant et en arrière par une glace et ayant trois ouvertures : une latérale O, avec un volet glissant, et deux autres munies chacune d'un tube de verre vertical et d'un tube de verre effilé faisant fonction de bec de gaz. En ouvrant convenablement des robinets, on peut laisser échapper par les becs A et B des courants de gaz

d'éclairage (ou d'acide carbonique, si l'on opère le soir et qu'on craigne une explosion, ou même d'oxygène si l'on veut éviter le danger précédent tout en purifiant l'air de la salle) ; on réalise ainsi des forces aéromotrices H et H' dans les tubes T et T', telles que H > H'.

Dans ces conditions, l'orifice O aussi bien que le tube T' laissent passer des flux produits par la force aéromotrice H, tandis que la force aéromotrice H', qui est plus faible, ne produit qu'un flux ascendant passant par O et par le tube vertical T'. Ce dernier tube est donc le siège de deux flux inverses ; on n'observe en réalité que la différence des deux flux, c'est-à-dire un flux unique de même sens que le plus fort ; les flux d'air dans les tubes T et T' sont accusés par les mouvements des girouettes G et G'. Si l'orifice O est largement ouvert, les girouettes tournent dans le même sens, G tournant plus vite que G' ; si O est presque fermé, le flux d'air produit par la force aéromotrice H' est réduit à peu de chose, et c'est le flux inverse qui l'emporte ; la girouette G' tourne en sens contraire de G ; en manœuvrant avec soin le volet mobile, on trouve une position pour laquelle G' reste au repos ; elle repart ensuite dans un sens ou dans l'autre, quand on modifie la surface de l'orifice en l'agrandissant ou en la diminuant.

§ 8. *Analogues pneumatiques des lois de Kirchhoff.* — A la suite des vérifications expérimentales précédentes, on peut considérer la loi $H = RV^2$ comme suffisamment établie.

Considérons un réseau quelconque de courants électriques, la forme la plus générale de la loi d'Ohm et de la constance du flux électrique dans un circuit non ramifié est donnée par les lois de Kirchhoff ($\Sigma I = 0$, $\Sigma IR - \Sigma E = 0$).

Au point de vue pneumatique, considérons un ensemble aussi compliqué qu'on voudra de circuits d'air, par exemple les circuits d'air qui se trouvent dans un grand édifice, ventilé ou non ; en tous les *sommets* où se rencontrent des flux d'air nous aurons la première loi de Kirchhoff : $\Sigma V = 0$, qui exprime qu'en ce sommet, pas plus qu'en aucun autre point, il ne doit pas y avoir accumulation ou raréfaction d'air.

Considérons maintenant un circuit d'air fermé quelconque, mais non ramifié, et exprimons qu'on part d'une certaine pression d'air pour y revenir quand on a fait le tour entier du circuit ; nous trouverons la condition : $\Sigma RV^2 - \Sigma H = 0$, ΣRV^2 désignant la somme des produits de résistances pneumatiques rencontrées par le carré

du flux correspondant, et ΣH la somme des forces aéromotrices existant dans le circuit parcouru.

A titre d'exemple, appliquons les analogues pneumatiques des lois de Kirchhoff à la solution de deux problèmes pratiques.

§ 9. *Cas de tuyaux verticaux débouchant dans un conduit commun.* — Soit, par exemple, dans un laboratoire de chimie, une série de

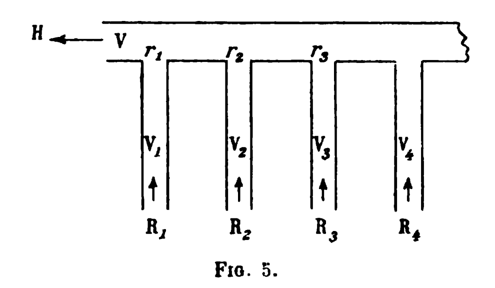


Fig. 5.

chambres à fumées qu'il s'agit de ventiler à l'aide de tubes verticaux débouchant dans un tube horizontal plus large, dans lequel un ventilateur produit une aspiration de force aéromotrice H. Soient $R_1, R_2, R_3, R_4, \ldots$, les résistances pneumatiques des conduits verticaux. Le point spécial de ce problème est que, quand l'air qui a traversé la résistance R_1 atteint le tube horizontal large, une dépense d'énergie est

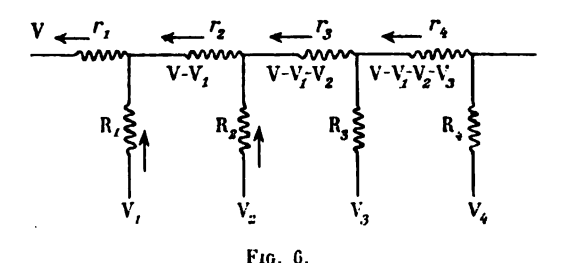


Fig. 6.

nécessaire pour lui faire tourner le coin du côté du ventilateur : d'où une résistance pneumatique supplémentaire r_1 à l'insertion du premier tuyau vertical dans le tuyau horizontal, et de même pour les autres tuyaux verticaux. Il n'y a rien de comparable en électricité; dans l'analogie électrique, on a la représentation ci-contre.

Soient $V, V_1, V_2, V_3, V_4, \ldots$, les flux d'air respectifs du tube horizontal et des tubes verticaux de résistance $R_1, R_2, R_3, R_4, \ldots$ Appli-

quons les analogues pneumatiques des lois de Kirchhoff au circuit formé par les tubes verticaux de résistances R_1 et R_2, la fraction du tube horizontal qui les relie et l'air extérieur. Soit x le flux dans le tube horizontal ; on a :

$$V = V_1 + x, \qquad \text{d'où} \qquad x = V - V_1.$$

La seconde loi donne, en remarquant que la résistance parasite r_1 doit être considérée comme *en avant* du premier tube vertical et dès lors n'intervient pas ici :

$$R_1 V_1^2 = r_2 (V - V_1)^2 + R_2 V_2^2.$$

On trouverait de la même façon les relations suivantes :

$$R_2 V_2^2 = r_3 (V - V_1 - V_2)^2 + R_3 V_3^2,$$
$$R_3 V_3^2 = r_4 (V - V_1 - V_2 - V_3)^2 + R_4 V_4^2.$$

Comme nous ne savons rien de général sur la grandeur relative de R_1 et de r_1, de R_2 et de r_2, etc., supposons le cas simple :

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = \ldots = r_1 = r_2 = r_3 = r_4.$$

La première relation devient alors :

$$V_1^2 = (V - V_1)^2 + V_2^2,$$

ou

$$V (2V_1 - V) = V_2^2, \qquad \text{d'où} \qquad V_1 > \frac{V}{2}.$$

La seconde relation donne

$$V_2^2 = (V - V_1 - V_2)^2 + V_3^2,$$

ou

$$(V - V_1)(2V_2 + V_1 - V) = V_3^2, \qquad \text{d'où} \qquad V_2 > \frac{V - V_1}{2}.$$

On trouverait de même :

$$V_3 > \frac{V - V_1 - V_2}{2}, \qquad V_4 > \frac{V_1 - V_1 - V_2 - V_3}{2}, \text{ etc.}$$

On voit que, si l'on donne aux tubes d'aspiration verticaux la même résistance pneumatique, les premières chambres seules seront ventilées, les autres ne pouvant pas l'être à cause de la décroissance très rapide du flux d'ordre n, lorsque n dépasse quelques unités.

§ 10. *Ventilation de deux chambres adjacentes ayant chacune un feu nu.* — C'est un cas analogue à celui qui a été déjà traité au paragraphe 7. Nous conviendrons de représenter schématiquement les chambres en question par les rectangles V_1 et V_2, ces notations représentant en même temps les flux d'air qui les traversent. Les feux des deux cheminées déterminent des forces aéromotrices aspirantes A_1 et A_2; sous l'influence de la force aéromotrice A_1, l'air extérieur entre dans la salle V_1 en surmontant la résistance pneumatique R_1 (résistance pneumatique de la porte entr'ouverte ou, si la porte est fermée, des fentes de la porte et des fenêtres), après quoi il traverse sans résistance appréciable l'espace ventilé et regagne l'extérieur par la cheminée de résistance pneumatique R_0.

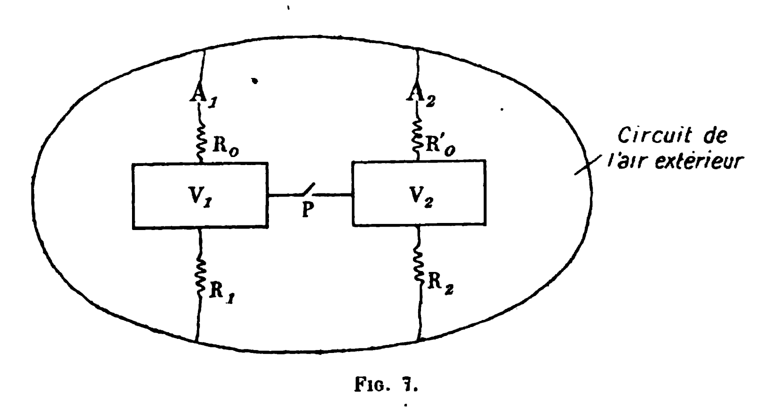


Fig. 7.

De même, sous l'influence de la force aéromotrice aspirante A_2, l'air extérieur entre dans la salle V_2 en surmontant la résistance pneumatique R_2, traverse la salle, puis regagne l'extérieur par la cheminée de résistance pneumatique R_0'.

Entre les deux salles est figurée schématiquement une porte P qui peut être ouverte ou fermée, ce qui change en général la valeur des flux V_1 et V_2. Cherchons la condition d'un flux nul à travers la porte P, auquel cas les ventilations des deux salles adjacentes sont indépendantes l'une de l'autre, que la porte soit ouverte ou fermée.

La loi II appliquée à chaque salle séparée donne les relations :

$$A_1 = (R_0 + R_1)\,V_1^2, \qquad A_2 = (R_0' + R_2)\,V_2^2.$$

D'autre part, l'analogue de la deuxième loi de Kirchhoff appliquée

au circuit $V_1PV_2R_2R_1$ donne :

$$R_1V_1^2 = R_2V_2^2.$$

Eliminons les flux V_1 et V_2 entre les trois relations ainsi obtenues, il vient la condition cherchée :

$$A_1 \frac{R_1}{R_0 + R_1} = A_2 \frac{R_2}{R_0' + R_2}.$$

Si cette relation n'est pas vérifiée, il y a flux d'air à travers la porte P, et les ventilations des deux salles ne sont plus indépendantes l'une de l'autre.

REMARQUE. — Ce qui précède suffit pour montrer comment on pourrait aborder des cas beaucoup plus compliqués sans que la théorie perdît de sa simplicité. L'inconvénient est que les nombreuses relations qu'on obtient ainsi renferment des résistances pneumatiques et des forces aéromotrices sur lesquelles on n'a jusqu'ici que très peu de renseignements, le sujet n'ayant pas, sauf des cas extrêmement rares, été l'objet d'études systématiques.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE ;

T. XXIV ; juillet-décembre 1907.

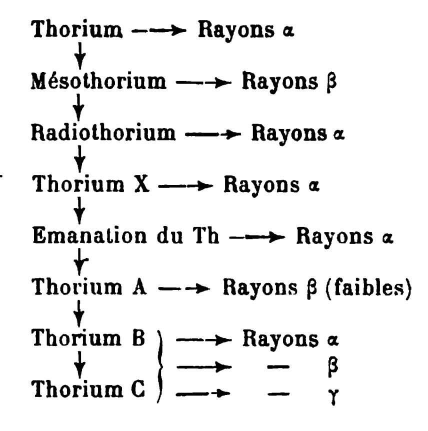
B.-B. BOLTWOOD. — On the radio-activity of thorium salts (Sur la radioactivité des sels de thorium). — P. 93-100.

L'auteur, H.-M. Dadourian, enfin H.-N. Mac Coy et W.-H. Ross, avaient précédemment[1] confirmé l'existence du radiothorium de O. Hahn. Ce dernier, depuis lors [2], a expliqué le déficit notable d'activité que présentent au bout de quelques années les sels de thorium du commerce, par rapport à celle des minéraux de thorium, par l'existence d'un produit radioactif, le mésothorium, intermédiaire entre le thorium et le radiothorium, n'émettant pas de rayons α, mais seulement des rayons β (le thorium émettrait des rayons α).

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XXI ; 1906 ; — voir *J. de Phy.*, 4e série, t. V, p. 871 ; 1906.

(2) *Berichte d. chem. Ges.*, t. XL, p. 1462 et 3304 ; 1907.

D'après l'historique de la radioactivité de ses propres préparations et de celles de Dadourian, l'auteur confirme complètement les vues de Hahn et abandonne son ancienne hypothèse, admise aussi par A.-S. Eve, d'après laquelle la moitié environ du radiothorium serait enlevée par le traitement industriel. La séparation chimique du mésothorium et du thorium s'effectue facilement, par précipitation de l'oxyde hydraté de thorium, au sein d'une solution de nitrate, tandis que le thorium et le radiothorium sont à peu près inséparables chimiquement. D'après Hahn, la constante de temps du mésothorium serait sept ans environ, celle du radiothorium, d'après G.-A. Blanc [1], étant de sept cent trente-sept jours. La série des thoriums deviendrait :



B.-B. BOLTWOOD. — Note on a new radio-active element (Note sur un nouvel élément radioactif). — P. 370-372.

L'auteur avait cru précédemment [2] avoir retiré de la carnotite des chlorures de thorium actinifères, producteurs de radium, et avoir ainsi démontré que l'actinium est un produit de l'uranium et produit lui-même le radium. Rutherford a montré récemment [3], que l'élément radioactif producteur de radium est distinct de l'actinium et indiqué un mode de séparation chimique des deux éléments. L'auteur arrive à la même conclusion : l'élément nouveau ne contient pas d'actinium, qui produirait de l'actinium X et du radioacti-

(1) *Rend. d. Lincei*, t. XVI, p. 291 ; 1907.
(2) *Amer. Journ. of. Sc.*, t. XXII ; p. 537 ; 1906 ; — voir *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 500 ; 1907.
(3) *Nature*, 17 janvier et 6 juin 1907.

nium facilement séparables et reconnaissables. Il émet des rayons α moins pénétrants (portée, 3 centimètres environ) que tous ceux connus jusqu'à présent, et des rayons β moins pénétrants que ceux de l'uranium. Il ne produit pas d'émanation et serait l'ascendant immédiat du radium. L'auteur propose le nom d'*ionium* pour ce nouvel élément [1].

C.-D. COOKSEY. — Corpuscular rays produced in different metals by Röntgen rays. (Rayons corpusculaires produits dans divers métaux par les rayons de Röntgen). — P. 285-304.

On mesure l'ionisation produite par les rayons secondaires chargés négativement, à l'aide d'un dispositif permettant d'éliminer celle qui est due aux rayons secondaires non chargés et aux rayons primaires eux-mêmes. L'absorption par une ou plusieurs feuilles d'aluminium de 1 μ d'épaisseur renseigne sur la plus ou moins grande homogénéité des rayons produits. Des rayons X très pénétrants provoquent l'émission, par tous les métaux, de rayons secondaires très homogènes, pénétrants. Des rayons X peu pénétrants donnent des rayons secondaires de pénétration faible, mais très variable suivant les métaux : la première feuille d'aluminium absorbe une grande partie des corpuscules, mais il y a un résidu dont la loi d'absorption n'est pas exponentielle. A absorption égale, les nombres des corpuscules émis par les divers métaux se rangent à peu près dans l'ordre des densités.

C. BARUS. — On a method for the observation of coronas (Sur une méthode d'observation des couronnes). — P. 277-281.

D'ordinaire, une source unique était placée dans le plan équatorial de la chambre de condensation, auquel cas le bord des couronnes, visé au goniomètre, provient de la lumière diffractée par des gouttelettes de brouillard très éloignées du plan médian de la chambre, ayant par suite traversé très obliquement les parois de verre ; en disposant deux sources qui restent, en se déplaçant, symétriques par rapport au plan équatorial, on vise dans ce plan équatorial, c'est-à-

---

[1] O. Hahn vient de publier (*Berichte*, t. XI, p. 4415 ; 1907) de nouvelles observations sur l'élément en question ; — Rutherford, depuis ses lettres à *Nature*, a traité le même sujet dans *Phil. Mag.*, décembre 1907.

dire normalement à la paroi de la chambre, les bords des deux couronnes amenées à être tangentes. On gagne en précision et on évite les inconvénients précédents.

C. BARUS. — Successive cycles of coronas (Cycles successifs de couronnes). P. 309-312.

Critique et nouvelle discussion des anciens résultats de C.-T.-R. Wilson (1), par comparaison avec ceux que fournit à l'auteur son mode de calcul des diamètres des particules diffractantes; Wilson estime, pour la détente $\frac{V_2}{V_1} = 1,44$, le diamètre des particules de l'ordre d'une longueur d'onde, et, par suite, leur nombre par centimètre cube de l'ordre de 10^8. C. Barus trouve, pour les couronnes verdâtres du 1er, 2e, 3e, 4e ordre, les diamètres de particules suivants : $0^{cm},00013$; $0^{cm},00023$; $0^{cm},00040$ et $0^{cm},00052$; il estime que celles du 1er ordre, dans le vert, sont impossibles à déceler et que le blanc verdâtre de Wilson était du 2e ordre, ce qui ramènerait la nucléation à être de l'ordre de 10^6 par centimètre cube.

C. BARUS. — The decay of ionized nuclei in the fog-chamber, in the lapse of time (Décroissance, avec le temps, du nombre d'ions dans la chambre de condensation). — P. 419-425.

Les données des expériences effectuées avec la chambre de condensation, par la méthode des couronnes, ne sont pas représentables par la formule ordinaire :

$$-\frac{dn}{dt} = bn^2,$$

où le coefficient b, voisin de 10^{-6}, est la constante fournie par les expériences purement électriques. Il faut admettre :

$$-\frac{dn}{dt} = -a + cn + bn^2,$$

c'est-à-dire une production de a ions par seconde sous l'action de la radiation, et une absorption indépendante proportionnelle au nombre n des ions présents ($c = 3,5 \cdot 10^{-3}$).

(1) *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, p. 265; 1897.

Ces résultats s'appliquent quel que soit le procédé qui fournit les noyaux efficaces présents (rayons X faibles, etc.); l'air ionisé par le phosphore satisfait à la même loi.

SCHUYLER-B. SERVISS. — The internal temperature gradient of metals (Le gradient de température à l'intérieur des métaux). — P. 452-466.

C. Thwing (1) a trouvé que les matériaux solides ordinaires, plongés dans un thermostat à 0°, présentent un excès de température interne (de l'ordre de 0°,00001) dû à leur radioactivité. Le calcul théorique de H. Greinacher (2) montre l'invraisemblance d'un tel excès d'après les données actuelles, par exemple de Strutt, sur l'ordre de grandeur de la radioactivité des matériaux ordinaires. L'auteur a repris la question expérimentalement et trouve un résultat complètement négatif avec des dispositifs thermoélectriques capables de déceler un gradient de 0°,0000001 par centimètre. Son mémoire contient des détails intéressants sur les précautions à prendre pour répondre d'une telle sensibilité et assurer au thermostat une température suffisamment constante.

J.-R. BENTON. — The strength and elasticity of spider thread (Force et élasticité d'un fil d'araignée). — P. 75-78.

Diamètre (exceptionnellement grand)	$0^{cm},01$	
Tension à la rupture.............	$1,8 \cdot 10^{9}$	dynes par centimètre carré
Module d'Young................	$3 \cdot 10^{10}$	— — (3)

E.-E. LAWTON. — Wave-lengths and structural relation of certain bands in the spectrum of nitrogen (Longueurs d'onde et relations de structure de certaines bandes du spectre de l'azote). — P. 101-108.

Les mesures ont porté sur les lignes des bandes commençant à λ 4059 et λ 3998 (unités d'Angström) et réalisent un progrès en précision sur les mesures publiées jusqu'à présent pour cette portion du spectre. Les composantes des 21 triplets de la queue de la bande

(1) *Phys. Rev.*, t. XXIII, p. 315; 1906; — voir *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 849; 1907.
(2) *Ann. der Ph.*, octobre 1907.
(3) Cf. F. BEAULARD, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 785-795; 1903.

λ 3998 sont bien représentées par la formule de Deslandres, avec les valeurs numériques suivantes des constantes :

1re raie du triplet : $\frac{1}{\lambda} = 2501,457 + 0,0251257\ (m + 0,85)^2$;

2e — : $\frac{1}{\lambda} = 2502,145 + 0,025296\ (m + 0,50)^2$;

3e — : $\frac{1}{\lambda} = 2502,786 + 0,02490\ (m + 0,50)^2$;

m prenant toutes les valeurs entières de 15 à 35.

W.-G. CADY et H.-D. ARNOLD. — Electric arc between metallic electrodes (Arc jaillissant entre des électrodes métalliques). — P. 383-411.

A l'air libre, l'arc jaillissant entre deux électrodes en fer (c'est-à-dire en réalité en Fe^3O^4) présente deux régimes distincts, comme l'arc ordinaire avec électrodes en charbon, mais pour des raisons différentes. Le premier régime est stable quand l'intensité est faible; le deuxième, pour les fortes intensités (c'est le seul utilisé en spectroscopie). Le passage d'un régime à l'autre s'effectue brusquement; mais, pour certaines intensités, les deux régimes peuvent être réalisés. Les courbes caractéristiques représentant la chute de potentiel en fonction de l'intensité, sont différentes dans les deux régimes: dans la région instable, deux voltages sont possibles pour une même intensité. Un grand nombre de faits (température de l'anode, variation faible de sa masse, spectre et aspect de l'arc) montrent que, dans le premier régime, l'anode n'est pas volatilisée.

Des expériences variées, avec d'autres métaux, diverses longueurs d'arc, celui-ci jaillissant dans l'air ou dans l'azote, à pression normale ou réduite, permettent de généraliser ces conclusions à quelques restrictions près.

La diminution de la chute de potentiel entre les deux électrodes, quand l'arc passe du premier régime au second, est attribuée en partie à une diminution de la force électromotrice thermoélectrique à l'anode, en partie à l'augmentation de conductibilité due à la vapeur métallique.

Les arcs métalliques chantants, dans le deuxième régime, donnent des oscillations électriques dont les auteurs mesurent l'énergie par la méthode de Lecher et par une autre méthode, bolométrique, qui leur est propre.

ARTHUR-W. EWELL. — Gibbs's geometrical presentation of the phenomena of reflection of light (Représentation géométrique, due à Gibbs, des phénomènes de réflexion en optique). — P. 412-418.

Ce mode de représentation, introduit par W. Gibbs dans son enseignement, mais resté inédit, consiste essentiellement à figurer par des vecteurs les inverses de la vitesse de la lumière dans les deux milieux, ainsi que leurs composantes parallèles et perpendiculaires à la surface de séparation. Les amplitudes et les phases des diverses vibrations, exprimées par les lois de Fresnel, s'obtiennent par des constructions graphiques simples, aussi bien dans le cas où les deux milieux sont parfaitement transparents que dans celui où le second milieu est absorbant (réflexion métallique). L'auteur applique la méthode à la détermination graphique de l'indice de réfraction, du coefficient d'absorption, du pouvoir réflecteur, etc.

Henri BÉNARD.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CXLV ; 2e semestre 1907.

J. BOUSSINESQ. — Théorie approchée de l'écoulement sur un déversoir, soit vertical en mince paroi, sans contraction latérale, soit avec armature (ou analogue à l'ajutage rentrant de Borda) et à nappe noyée en dessous. — P. 10 et 102.

Théorie mathématique, pouvant conduire à des résultats comparables à ceux obtenus expérimentalement par M. Bazin.

L. BLOCH. — Sur l'ionisation de l'air par barbotage. — P. 54.

DE BROGLIE. — P. 171.

L'air qui a traversé l'eau ordinaire ou distillée acquiert une charge négative, décelable au cylindre de Faraday, et qui est la différence de deux charges inégales, positive et négative, ce qui montre que l'air est ionisé, et cela d'autant plus que la pression de barbotage est plus forte.

La mobilité de ces ions est de l'ordre de 1 à 2 millimètres.

Dans le barbotage dans l'acide sulfurique ou chlorhydrique à 1 molécule par litre, on constate que l'air acquiert une charge totale positive, différence aussi de deux charges de signe contraire. Les mobilités des ions sont alors comparables à celles des gros ions $\left(\frac{1}{300}\text{ de millimètre}\right)$; ces mobilités varient d'ailleurs d'une façon continue de l'acide binormal jusqu'à l'eau pure où l'effet négatif se retrouve.

Un abaissement de température, pour l'eau pure, diminue l'ionisation et accroît légèrement la mobilité moyenne.

M. de Broglie retrouve l'inversion observée par M. Bloch pour les solutions de NaCl, KCl, KI, BaCl, d'acide acétique, de soude, etc. Il montre de plus que l'intensité de l'ionisation dépend du diamètre de l'orifice; faible pour les tubes capillaires, elle passe par un maximum et redevient très faible pour de gros diamètres.

Par l'action du radium ou des rayons X, la conductibilité des gaz ionisés par barbotage est réduite jusqu'au $\frac{1}{10}$; par contre, les gaz non conducteurs qui sortent de barboteurs à benzine, etc., deviennent conducteurs. Enfin la présence de centres neutres dans le gaz qui barbote augmente très sensiblement l'ionisation.

A. LEDUC et LABROUSTE. — Électrolyse de solutions très étendues d'azotate et d'oxyde d'argent; l'argent métal alcalin. — P. 55.

L'électrolyse de solutions étendues d'oxyde ou d'azotate d'argent ou du mélange soit d'oxyde et d'azotate, soit d'oxyde et de sulfate, montre que l'argent libéré par électrolyse, sous un voltage suffisant, se conduit comme un métal alcalin, c'est-à-dire réagit sur l'eau pour donner naissance à un oxyde qui se dissout, en totalité ou en partie suivant les cas, à l'état d'oxyde basique de formule probable AgOH.

G.-D. HINRICHS. — Sur le poids atomique absolu du chlore. — P. 58.

Discutant les résultats des synthèses du chlorure d'argent faites de 1820 à 1907, en particulier de celle toute récente de Th.-W.

Richards (1), l'auteur montre que les poids atomiques du chlore et de l'argent doivent être exactement 35,5 et 108.

D. BERTHELOT. — Sur le poids atomique de l'azote. — P. 65.

PH.-A. GUYE. — P. 1164 et 1330.

La méthode des densités limites, appliquée aux gaz Az^2O, AzO, Az^2, donne pour poids atomique de l'Az (dans le système $O = 16$) les valeurs 13,999, 14,006, 14,008, dont la moyenne est voisine de 14,005, nombre déjà indiqué par l'auteur en 1898 (2), et différent du nombre de Stas 14,044. M. Guye montre qu'on doit s'en tenir au nombre 14,010 donné par les analyses chimiques les plus précises.

M. GUINCHANT. — Iodure mercurique; calorimétrie et cryoscopie. — P. 68.

La chaleur latente de fusion à 250° est $L = 9,79$.
La chaleur spécifique est pour :

L'iodure solide rouge	0,0406
— — jaune	0,0446
— fondu	0,0554

Ce corps, employé comme dissolvant, a une constante de Raoult (expérimentale) qui concorde avec celle donnée par la formule de Van t'Hoff :

$$K = \frac{0,0198T^2}{L} = 550.$$

Les anomalies cryoscopiques observées dans l'eau s'observent aussi dans les dissolutions d'oxyde, de chlorure mercurique et de chlorure mercureux dans l'iodure mercurique.

G. LIPPMANN. — Endosmose entre deux liquides de même composition chimique et de températures différentes. — Thermoendosmose des gaz. — P. 104.

Si deux masses d'eau pure, l'une chaude, l'autre froide, sont séparées par une membrane poreuse (baudruche, gélatine), il y a endosmose de l'eau froide vers l'eau chaude.

(1) Carnegie Institution, 1907.
(2) C. R., t. CXXVI.

De même, si deux masses d'air à des températures différentes sont séparées par une membrane poreuse, il y a endosmose (plus rapide que pour l'eau) de l'air froid vers l'air chaud.

L'appareil utilisé se compose de deux disques de laiton entre lesquels se trouve la membrane poreuse ; un anneau de caoutchouc en assure l'étanchéité. L'un des disques est chauffé par la vapeur d'eau et, par un canal de petit diamètre qui y est percé, communique avec un tube horizontal divisé. L'autre disque est refroidi par l'eau de la ville et communique avec un réservoir d'eau froide. L'épaisseur des deux couches d'eau est de quelques dixièmes de millimètre; le débit peut atteindre 50 milligrammes par minute.

W. de FONVIELLE. — Sur l'incendie spontané de ballons en pleine atmosphère. — P. 108.

L'inflammation d'un ballon qui s'est produite le 2 juin en Italie est due à l'électricité de la terre, qui, emportée dans les airs, s'est combinée avec celle des nuages. Dans d'autres cas, c'est l'électricité positive de l'atmosphère accumulée dans le métal de la soupape qui produit l'explosion.

Il est donc extrêmement dangereux de métalliser les ballons; cependant, pour les dirigeables, le danger n'est pas très grand s'il n'y a de métallique que le moteur et le propulseur.

Sir James DEWAR. — Sur l'emploi du radiomètre pour l'observation des basses pressions dans les gaz ; application à la recherche des produits gazeux émis par les corps radioactifs. — P. 110.

Si le gaz résiduel d'un radiomètre est de l'hélium, la diminution de pression suffisante pour que les ailettes cessent de tourner quand on concentre sur leur face noircie le rayonnement d'un arc électrique ne peut être obtenue par absorption avec un condenseur à charbon, même plongé dans l'hydrogène solide au-dessus duquel est fait le vide ($T = 15°$ absolus). Si, au contraire, le gaz résiduel est de l'hydrogène, le mouvement des ailettes cesse dans ces conditions. Dans la vapeur de mercure, le mouvement cesse à partir de — 23° C., température pour laquelle la tension de vapeur est d'environ $\frac{1}{5\,10^7}$ at-

mosphère. Si on scelle au radiomètre un tube contenant du bromure de radium ou de l'oxyde de thorium, mais de telle façon que l'émanation passe d'abord à travers le condenseur à charbon placé dans l'hydrogène liquide, le mouvement des ailettes se produit toujours. Le gaz actif doit être de l'hélium, peut-être avec des particules α.

Le radiomètre peut donc être employé pour rechercher les gaz sous de faibles pressions ou étudier les matières radioactives ; des mesures quantitatives pourraient même être faites avec une balance de torsion ou une suspension bifilaire.

Ch. FABRY. — Sur la polarisation par réfraction et la propagation de la lumière dans un milieu non homogène. — P. 112.

Henry BOURGET. — P. 301.

Le passage de la lumière à travers un milieu dont l'indice varie d'une manière progressive ne donne lieu à aucune réflexion appréciable, par suite à aucune polarisation. Des observations sur l'état de polarisation de la lumière qui nous vient d'un astre ne peuvent donc pas nous renseigner sur les réfractions qui pourraient s'être produites à travers des masses gazeuses.

M. Bourget rappelle que les conclusions de M. Fabry pouvaient se prévoir d'après les résultats obtenus par M. Boussinesq sur les petits ébranlements de l'éther dans le cas d'une vitesse de propagation variant d'une manière lente et continue avec le milieu.

Dr CHARDONNET. — Remarques sur l'analyse optique des pyroxyles. — P. 115.

Il y a concordance parfaite entre l'action polariscopique et la composition chimique des pyroxyles, au moins depuis la cellulose pentanitrique jusqu'à la cellulose décanitrique, seule portion de la série intéressante au point de vue pratique.

L'auteur indique que, pour cette étude polariscopique, le mieux est de prendre une petite quantité de pyroxyle, de le laver à grande eau, puis de le déshydrater dans l'alcool absolu et de l'observer dans ce liquide. Si l'alcool attaque le pyroxyle, on le remplacera par la glycérine.

ROUSSY. — Pelliplanimétrie photographique ou nouvelle méthode pour mesurer rapidement la surface du corps humain vivant. — P. 139.

La surface totale du corps humain, relevée au moyen de mousseline à patron parfaitement appliquée, s'éloigne très peu de la somme des surfaces des images photographiques des faces antérieure, postérieure et des deux profils généraux, augmentée de celles des deux profils spéciaux des membres supérieurs et de celles de la plante des pieds, multipliées par le carré du quotient de leur réduction linéaire.

LÉON TEISSERENC DE BORT. — Sur la distribution de la température dans l'atmosphère sous le cercle polaire Nord et à Trappes. — P. 149

La zone isotherme, à partir de laquelle la température cesse de descendre, se retrouve sous le cercle polaire, avec, aussi, après l'arrêt de décroissance, une légère hausse du thermomètre.

La hauteur à partir de laquelle commence cette zone y varie de même de plusieurs milliers de mètres, suivant la situation météorologique. En Laponie, comme sur l'Europe moyenne, les cyclones ainsi que les tourbillons anticycloniques, toujours accompagnés de mouvements verticaux, ne s'élèvent donc pas au-dessus de 8 à 12000 mètres.

GONNESSIAT et FAYET. — Sur la méthode de M. Lœwy pour l'étude des cercles divisés. — P. 157.

Description de la méthode et application à l'étude d'un cercle d'un instrument méridien. L'expérience a prouvé qu'elle était tout à fait pratique, rapide et précise.

C.-E. GUYE et L. ZÉBRIKOFF. — Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques. — P. 169.

Mme Ayrton a montré que la puissance consommée dans l'arc à courant constant entre charbons est de la forme :

$P = A + Bi$ si la longueur de l'arc est maintenue constante,
$P = C + Dl$ si l'intensité est maintenue constante,

d'où la formule générale pour la différence de potentiel :

$$e = a + bl + \frac{c + dl}{i},$$

a, b, c, d étant des constantes dépendant surtout de la nature des électrodes et de l'atmosphère gazeuse.

Une semblable relation existe aussi dans l'arc jaillissant entre électrodes métalliques ; c'est ce que les auteurs ont vérifié pour l'or, Pt, Ag, Pd, Cu, Co, Ni, Fe.

E. DUCRETET. — Dispositif de réglage et d'accord pour les récepteurs des postes de télégraphie sans fil. — P. 171.

Description et dessin de l'appareil ; il est composé de deux spirales plates, superposées à une distance variable, la primaire placée dans le circuit antenne-terre, la secondaire combinée avec le circuit du radioconducteur ou du détecteur. Des manettes placées sur les plots de fractionnement des spirales permettent d'introduire dans les circuits respectifs le nombre de spires qui convient au réglage et à l'accord le plus convenable. Ces réglages, combinés avec celui de l'écartement des spirales et de la capacité variable d'un condensateur, permettent d'obtenir rapidement l'accord le plus parfait assurant la réception des radiotélégrammes aux très grandes distances.

A. DUFOUR. — Influence de la pression sur les spectres d'absorption des vapeurs. — P. 173 et 757.

On sait, d'après les recherches de Humphreys et Mohler (1), qu'un accroissement de pression produit, dans certains cas, une très faible augmentation de longueur d'onde des lignes émises par une vapeur incandescente.

Les expériences faites sur l'hypoazotide AzO^2 et la vapeur de brome pour deux pressions différentes : la pression atmosphérique et une pression maxima de 16 atmosphères produite par injection d'air, de CO^2 ou d'hydrogène, conduisent aux résultats suivants :

1° L'accroissement de pression rend floues toutes les raies, l'ab-

(1) *Astrophysical Journal*, 1896-7.

sorption étant beaucoup plus grande pour CO^2 que pour l'air ou l'hydrogène ;

2° Certaines raies conservent une même longueur d'onde ; d'autres subissent un accroissement de longueur d'onde proportionnel à l'excès de pression ;

3° Quand la température de AzO^2 croît de 20 à 100°, l'absorption croît beaucoup, sans que le spectre change d'une façon appréciable. Il y a entre AzO^2 et le brome une différence nette : seul le spectre d'absorption du brome rappelle le spectre de bandes ; de plus, les raies de AzO^2 sensibles à la pression et même quelques autres présentent le phénomène de Zeeman ; pour celles de la vapeur de brome, l'effet Zeeman n'a pu être constaté.

H. ABRAHAM. — Synchronoscope à réflexions multiples. — P. 175.

L'organe mobile est un petit prisme équilatéral en verre, utilisant la réflexion totale ; il tourne autour de son axe à l'aide d'un moteur synchrone, simple roue dentée en fer dont les dents défilent devant un électro-aimant. Pour avoir une image persistante, on emploie le prisme avec réflexion totale en arrière et on fait réfléchir ensuite la lumière sur un certain nombre de miroirs fixes, orientés de manière à renvoyer successivement les images à la même place sur l'écran. Avec quatre miroirs fixes, on obtient douze apparitions par tour et les images sont suffisamment persistantes. Une lame opaque arrête la lumière qui a subi la réflexion totale en avant.

Ce synchronoscope, qui donne d'excellents résultats, sert dans l'appareil imaginé par M. H. Abraham pour la projection des courbes de courants alternatifs.

C. CHENEVEAU. — Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons. — P. 176.

S'appuyant sur la théorie des électrons et les théories de dispersion, l'auteur trouve que la valeur limite du nombre d'électrons pouvant influer sur la dispersion de la molécule saline dissoute est toujours de l'ordre de grandeur du nombre exprimant la valence totale de la molécule (ou du double du nombre exprimant la valence

qui unit les deux ions dans une molécule ionisable). On est donc amené à penser que, dans une molécule, les atomes n'interviennent pas toujours individuellement dans la réfraction ou la dispersion, mais que souvent ce sont les groupements atomiques qui peuvent ajouter leurs actions optiques.

W. RITZ. — Sur l'origine des spectres en séries. — P. 178.

Étude d'un système émettant les mêmes vibrations que l'hydrogène en partant de l'hypothèse d'un électron soumis uniquement à l'action d'un champ magnétique produit par un aimant rectiligne dans le prolongement duquel serait placé l'électron.

D. BERTHELOT. — Sur l'échelle des poids moléculaires des gaz. — P. 180.

Le poids moléculaire d'un gaz est égal à 32 fois le rapport de sa densité limite à celle de l'oxygène. Par suite, la densité et la compressibilité de l'oxygène doivent nécessairement intervenir dans les calculs; la précision du résultat final est d'ailleurs accrue par ce fait qu'on considère des rapports et non des valeurs absolues.

G. MALFITANO et L. MICHEL. — Sur l'hydrolyse du perchlorure de fer. — P. 185.

L'étude de la conductibilité des solutions aqueuses de $FeCl^3$ montre que ce sel subit dans l'eau une hydrolyse immédiate qui atteint un état d'équilibre défini et réversible et qui se maintient pendant un temps variable avec la température et la concentration. Cet équilibre rompu, l'hydrolyse tend à progresser d'une manière continue et passe par des états instables et irréversibles.

Il doit exister en solution stable $FeCl^2(OH)$ et $FeCl^1(OH)^2$, tandis que, en solution instable, $Fe(OH)^3$ doit former avec H ou Fe des ions complexes. Fe est alors à l'abri de l'action de HCl; l'hydrolyse peut progresser et la réversibilité est de moins en moins possible.

C. CHABRIÉ. — Sur l'obtention des températures élevées dans les recherches de laboratoire. — P. 188.

L. GUILLET. — P. 334.

Pour chauffer rapidement un corps à une température supérieure à celle de fusion du platine, on l'enferme dans un creuset ou un tube en magnésie placé dans un autre creuset ordinaire, l'intervalle étant garni par un mélange d'oxyde de fer et d'aluminium auquel on met le feu par les procédés connus. Cette même méthode a déjà été employée en 1901-1902 par M. Guillet.

G. LIPPMANN. — Sur un phénomène analogue à la caléfaction. — P. 217.

Une lame de plâtre coulée sur une lame de verre ou de laiton plane et ayant fait prise adhère au verre. Si on porte le tout à une température notablement supérieure à 100°, le plâtre se détache, puis glisse à la surface avec une facilité extrême. Quand la température baisse, le frottement reparaît, de plus en plus grand. Il doit probablement se former une couche de vapeur, mais le glissement du bloc poreux se produit à une température trop basse pour qu'il y ait caléfaction d'une couche d'eau. En outre, l'expérience avec le bloc poreux peut durer des heures, car l'évaporation de l'eau restant dans le plâtre n'est pas très rapide.

E. BOUTY. — Sur la cohésion diélectrique de l'hélium. — P. 225.

Suite des remarquables recherches de l'auteur sur la cohésion diélectrique des gaz. La cohésion diélectrique de l'hélium, provenant, soit de l'uraninite, soit des eaux minérales, et ne contenant que des traces de néon, est égale à 18,3. L'addition d'un gaz polyatomique augmente beaucoup cette cohésion diélectrique, et sa présence se reconnaît, même si son volume n'est que le $\frac{1}{30000}$ du volume total. En particulier, la mesure de la cohésion de l'hélium additionné de traces d'air est aussi sensible que l'analyse spectrale pour les reconnaître et permettrait même des mesures quantitatives.

A. DE GRAMONT. — Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite. — P. 231.

Description du dispositif adopté pour la photographie dans l'ultra-violet et aussi dans la partie visible jusqu'à λ 7000. Application à la galène et l'argyrite; reconnaissance à l'aide des raies ultimes (1) des substances présentes en très faible quantité dans ces deux minéraux.

A. COTTON, H. MOUTON, P. WEISS. — Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux. — P. 229 et 871.

On n'avait constaté jusqu'ici la biréfringence magnétique (phénomène de Majorana) que sur les liquides colloïdaux, et cette biréfringence peut s'expliquer par les propriétés des particules ultra-microscopiques qui s'y trouvent en suspension. Cette biréfringence peut aussi se constater sur de nombreux composés liquides non colloïdaux appartenant à la série aromatique : benzine, nitrobenzine, etc. La biréfringence observée est pour tous positive et, dans le cas de la nitrobenzine, est proportionnelle au carré du champ. Au contraire, le sulfure de carbone présente une biréfringence négative, tandis que l'eau, d'autres liquides minéraux et de nombreux liquides de la série grasse ne donnent aucune trace de biréfringence.

G. DREYER et OLAV HANNSEN. — Sur la coagulation des albumines par l'action de la lumière ultra-violette et du radium. — P. 234.

L'albumine la plus coagulable à la lumière, la vitelline, se coagule aussi à l'éclairement du radium. Les autres albumines ne se coagulent en général pas sous l'action du radium, et la plupart se coagulent peu ou faiblement à la lumière.

D. BERTHELOT. — Sur la compressibilité des gaz au voisinage de la pression atmosphérique. — P. 317.

Pour des pressions inférieures à 1 atmosphère, la variation de

(1) *C. R.*, mai 1907.

pv n'est pas une fonction linéaire, mais une fonction parabolique de la pression pour les gaz très compressibles (SO^2, CO^2, etc.). Par contre, *pv* est une fonction linéaire de la densité.

GUINCHANT. — Azotate d'argent. — Calorimétrie à haute température. — P. 320.

L'auteur a d'abord déterminé les chaleurs spécifiques de l'azotate d'argent pris sous divers états physiques.

Pour les chaleurs de fusion, il emploie une méthode basée sur le principe suivant : un appareil, isolé thermiquement par des enveloppes à vide (récipient de Dewar), reçoit, par un courant traversant un fil de maillechort placé au fond de l'enveloppe, des quantités de chaleur connues. On détermine la température stationnaire correspondant à une quantité de chaleur donnée par minute et on trace la courbe liant ces deux variables. La quantité de chaleur (de fusion par exemple) à mesurer égale la différence entre la valeur lue sur la courbe à la température de l'expérience et la quantité de chaleur apportée par le courant. On trouve ainsi :

Azotate d'argent.........	$\lambda = 17^c,9$
Etain...................	$\lambda = 14,3$
Iodure mercurique......	$\lambda = 9,6$

E. JUNGFLEISCH. — Sur l'oxydation directe du phosphore. — P. 325.

Dans l'oxygène pur, à la pression atmosphérique, l'oxydation à froid du phosphore pur et sec donne exclusivement P^2O^5. Dans le même gaz (seul ou mélangé d'un gaz inerte) sous une faible pression (18 à 20 millimètres), on obtient P^2O^3 et un composé jaune vif, P^2O^3 pouvant être spontanément inflammable à l'air, à froid.

L. GUILLET. — Sur les propriétés et la constitution des aciers au tantale. — P. 327.

Les aciers au tantale, du moins lorsqu'ils sont peu carburés, ne présentent aucune propriété qui mérite d'attirer l'attention, contrairement à ce que l'on a dit jusqu'ici.

G. DREYER et OLAV HANNSEN. — Sur la loi de la vitesse d'hémolyse des hématies sous l'action de la lumière, de la chaleur et de quelques corps hémolytiques. — P. 371.

Les rayons ultra-violets, retenus par le verre, ont le pouvoir de dissoudre les hématies. Celles-ci se laissent aussi sensibiliser aux rayons vert jaune. La destruction a lieu par gonflement des hématies perdant ainsi, peu à peu, leur matière colorante. La loi de décroissance des hématies sous l'action de la lumière, de la chaleur ou de quelques corps hémolytiques (HCl par exemple) paraît être exponentielle.

G. CLAUDE. — Sur des accidents constatés pendant la manipulation de l'oxygène comprimé et sur un dispositif permettant de les éviter. — P. 387.

On sait que les bouteilles d'oxygène sont munies d'un détendeur, où un canal de bronze est obturé plus ou moins par une rondelle d'ébonite commandée par le mécanisme du détendeur. Or il arrive parfois, lors de l'ouverture brusque du robinet de la bouteille, qu'une explosion accompagnée de flammes se produit; cette explosion est due à la compression trop rapide du gaz contenu dans le canal, du détendeur, compression qui peut se traduire par une très grande élévation de température juste au contact de l'ébonite.

Le remède proposé consiste à visser, aussi près que possible de l'extrémité du canal fermé par l'ébonite, un petit appendice creux dans lequel viendra se produire la fin de la compression de l'air du canal tandis que l'ébonite restera indemne. Cet appendice pourra en plus recevoir un manomètre destiné à indiquer la pression de l'oxygène restant dans la bouteille.

P. VILLARD. — Sur une génératrice destinée à la télégraphie sans fil. — P. 389.

Les étincelles oscillantes utilisées dans la télégraphie sans fil s'obtiennent, soit avec une bobine de Ruhmkorff (mais sa puissance est très limitée), soit avec un courant alternatif qui charge un condensateur réglé en résonance avec la source de façon que l'étincelle n'éclate que toutes les dix alternances par exemple, même moins souvent encore.

M. Villard construit une génératrice dont la courbe de tension est analogue à celle d'une bobine Ruhmkorff et qui donne des décharges de rareté convenable et déterminées mécaniquement. L'induit est fixe et porte seulement deux bobines, de faible étendue angulaire, diamétralement opposées. L'inducteur, tournant à l'intérieur de l'induit, présente quatre pôles alternés deux à deux très voisins. Toute la puissance est alors produite pendant une faible fraction de tour et dépasse beaucoup celle d'un alternateur ordinaire de même puissance moyenne, ce qui rend inutile l'artifice de la résonance. Les mesures faites à l'oscillographe montrent que le voltage maximum est égal à trois fois le voltage efficace. On obtient d'ailleurs facilement des surtensions plus élevées ; c'est ainsi qu'en appliquant 50 volts efficaces aux bornes d'un transformateur de rapport de transformation 200, on a 5 centimètres d'étincelles entre boules, jusqu'à 12 centimètres si le transformateur est relié à une antenne.

J. de KOWALSKI et C. GARNIER. — Sur l'optimum de phosphorescence. — P. 391.

Le mode d'excitation ainsi que le fondant peuvent, dans certains cas, influer sur l'optimum de la phosphorescence durable observée au moment où l'excitation par rayons ultra-violets a cessé d'agir. Les sulfures à grande teneur du métal luminophore ont une phosphorescence moins durable les autres, et l'intensité relative des bandes et des lignes dans le spectre de photoluminescence semble dépendre de la concentration.

MATHA. — Résultats des observations d'intensité de la pesanteur effectuées à l'île Booth-Wandel (terre de Graham) par l'expédition antarctique du Dr Charcot. — P. 398.

On trouve

$$g = 982^{cm},439$$

au point

$$\lambda = 65^\circ\, 3'\, 45''\, S,$$
$$L = 66^\circ\, 21'\, 12''\, W.$$

Ce résultat est supérieur à celui donné par la formule de Defforges :

$$g = 978,106\, (1 + 0,005243\, \sin^2 \lambda),$$

et semble déceler, soit un aplatissement plus grand que celui admis par le colonel Defforges, soit une plus forte densité des couches profondes interposées entre cette région et le centre de la Terre.

Jean BECQUEREL. — Sur les variations des bandes d'absorption des cristaux de parisite et de tynosite dans un champ magnétique à la température de l'air liquide. — P. 413.

Dans ces deux cristaux, ainsi que dans d'autres précédemment étudiés, les vibrations circulaires absorbées de même sens ne sont pas toutes déplacées du même côté sous l'action d'un champ magnétique, ce qui conduit à admettre l'existence simultanée d'électrons positifs et négatifs. Les déplacements de certaines bandes sont considérables et font conclure à des corpuscules de masse 6 fois plus faible que celle des corpuscules cathodiques.

Enfin les bandes sensibles de la parisite et de la tynosite se trouvent dans des groupes analogues; ces deux cristaux présentent cependant, dans le détail des phénomènes, des différences marquées.

T. LEVI-CIVITA. — Sur le mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures. — P. 417.

Théorie mathématique.

Ed. SARASIN et Th. TOMMASINA. — De l'effet des écrans métalliques sur le rayonnement secondaire de radioactivité induite. — P. 420 et 482.

Résultats de l'étude de l'action dispersive produite sur l'électroscope par un corps radioactivé. Un corps radioactivé sans charge négative ne donne qu'une seule courbe de désactivation par les dispersions des deux signes. Un conducteur nu radioactivé sans charge négative ne donne aussi qu'une seule courbe.

Un conducteur, recouvert d'une couche isolante activée avec charge négative, donne au commencement deux courbes dont la positive, d'abord très basse, monte rapidement jusqu'à rejoindre la négative et la suivre ensuite dans sa chute régulière, montrant la pénétration des rayons β dans la couche isolante.

L'interposition d'écrans en toile métallique sur le passage de

l'action dispersive produit le dédoublement de la courbe de désactivation, la positive se plaçant au-dessus pour un fil nu radioactivé avec ou sans charge, ou pour un fil recouvert d'une couche isolante radioactivé sans charge; cette courbe positive se place au contraire au-dessous pour un fil recouvert d'un isolant et radioactivé sous l'action d'une charge négative.

L'action due à l'interposition des écrans semble indiquer que les décharges de l'électroscope sont dues à une action directe des rayons secondaires et non à l'ionisation de l'air.

M[me] CURIE. — Sur le poids atomique du radium. — P. 422.

Etude sur 4 décigrammes de chlorure de radium pur. La méthode consiste à doser à l'état de chlorure d'argent le chlore contenu dans le chlorure de radium anhydre. Si l'on adopte :

$$Ag = 107{,}92, \qquad Cl = 35{,}45,$$

on trouve :

$$Ra = 226{,}45,$$

avec une erreur probable inférieure à une demi-unité.

L. KOLOWRAT. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium à diverses températures. — P. 425.

La quantité d'émanation dégagée dans un temps donné par un sel de radium, faible et constante depuis la température ordinaire jusqu'à 350°, augmente ensuite rapidement, passe par un maximum vers 830°, diminue jusqu'à 920° et remonte brusquement jusqu'à 945 (température de fusion). Cette quantité dégagée x peut se représenter en fonction du temps par :

$$\frac{dx}{dt} = C - \mu x,$$

si $x = o$ pour $t = o$, C étant une constante qui ne dépend que de la température.

Ce n'est qu'à la température de fusion que l'on peut extraire toute l'émanation accumulée dans la masse d'un sel de radium ; aussi, pour le dosage du radium dans les substances solides, est-il toujours indispensable d'opérer à la fusion.

BOIZARD.

ACTION DE CYCLES DE TENSION SUR L'AIMANTATION DU FER;

Par M. Ch. MAURAIN.

Lorsqu'on produit un cycle de tension sur un fil de fer soumis à un champ magnétisant, l'aimantation du fil est modifiée; dans ces modifications on peut distinguer; comme dans celles dues aux cycles de torsion, deux parties, modifications irréversibles et modifications fixées ou cycliques; si, le champ magnétisant étant maintenu fixe, on produit un cycle de tension, l'aimantation est portée à une valeur en général différente de sa valeur initiale ; un deuxième cycle de tension identique au premier produit une variation de l'aimantation plus faible que la première, et, après un certain nombre de cycles, l'aimantation est fixée, c'est-à-dire qu'elle reprend la même valeur après de nouveaux cycles de tension; mais elle parcourt elle-même, pendant qu'on effectue le cycle de tension, un certain cycle fermé. Les phénomènes sont ici plus compliqués que pour la torsion, à cause du renversement, découvert par Villari, dans le sens des effets d'une tension sur l'aimantation, renversement qui se produit pour une certaine valeur du champ magnétisant.

Je me propose, dans le mémoire actuel, de montrer, ainsi que je l'ai déjà fait pour la torsion [1], comment la considération des *courbes normales ou anhystérétiques d'aimantation* permet de préciser et de prévoir dans tous les cas les effets d'un cycle de tension sur l'aimantation.

Courbe normale ou anhystérétique d'aimantation obtenue par l'action de cycles de tension. — L'action répétée de cycles de tension identiques, de limites 0 et T, sur un fil de fer soumis à un champ magnétisant donné, conduit l'aimantation à une certaine valeur limite; cette valeur limite dépend en général de l'aimantation initiale et de l'amplitude T du cycle de tension; mais, si T est assez grand, la valeur limite de l'aimantation est bien déterminée, toujours la même quelle que soit la valeur initiale. Dans ces conditions, il correspond à chaque valeur du champ magnétisant une valeur limite bien déterminée de l'aimantation, et, si on opère ainsi pour différentes valeurs du champ, on obtient une courbe d'aimantation bien définie, qui

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 380-389; mai 1907.

rentre dans la catégorie des courbes normales ou anhystérétiques d'aimantation obtenues en réduisant, par des procédés variés, l'hystérésis magnétique.

Mes expériences ont été faites avec un fil de fer, dit fil de clavecin, de $0^{mm},46$ de diamètre et environ 50 centimètres de longueur; l'aimantation était mesurée par la méthode magnétométrique unipolaire. Le fil a d'abord été écroui par une tension prolongée de 6 kilogrammes (soit 36 kilogrammes par millimètre carré de section); dans la suite des expériences, il n'a jamais été soumis à une tension supérieure à 6 kilogrammes. Les cycles de tension étaient obtenus par écoulement lent de mercure dans un vase ou hors du vase, et terminés en soulevant ou en abaissant le vase lui-même au moyen d'un support à crémaillère; quand j'avais à effectuer successivement un grand nombre de cycles, je me contentais de soulever et abaisser lentement le vase à la main.

J'ai déterminé pour ce fil la courbe anhystérétique d'aimantation obtenue par l'action répétée de cycles de tension de limites 0-6 kilogrammes; la réduction de l'hystérésis par l'action de ces cycles est complète pour les champs supérieurs à 15 gauss environ, et par suite cette région supérieure de la courbe anhystérétique est parfaitement déterminée; au-dessous de 15 gauss, la réduction de l'hystérésis n'est pas tout à fait complète; la partie correspondante de la courbe anhystérétique n'est donc pas entièrement déterminée par l'action unique des cycles. Nous allons voir comment on peut l'obtenir.

Comparaison des courbes anhystérétiques obtenues respectivement par l'action des cycles de tension ou par l'action d'un champ magnétique alternatif décroissant. — On peut réduire complètement l'hystérésis magnétique en superposant à l'action de chaque champ magnétisant celle d'un champ magnétique alternatif d'amplitude initiale suffisante et décroissant jusqu'à zéro; la courbe anhystérétique obtenue ainsi avec le fil de fer étudié ici, à tension nulle, et qui est parfaitement définie, est représentée (*fig.* 1) en trait pointillé (courbe C'). Si, en chacun de ses points, on fait agir des cycles de tension de limites 0-6 kilogrammes, on constate une petite augmentation de l'aimantation, mais il suffit de quelques cycles de tension pour amener l'aimantation à une valeur limite fixe. La courbe C, en trait plein, représente le lieu des points ainsi obtenus; au-dessus de 15 gauss, c'est-à-dire dans la région où on peut obtenir la réduction complète de l'hystérésis magnétique par des cycles de tension 0-6 kilo-

grammes, les points de cette courbe C coïncident parfaitement avec ceux qu'on obtient, comme je viens de l'exposer, par l'action unique de cycles de tension ; et, en effet, comme je l'ai dit plus haut, chacun de ces derniers points est indépendant de la position du point représentatif de l'aimantation au moment où on commence à faire agir les cycles de tension ; or prendre le point initial sur C', c'est prendre simplement un certain point initial particulier. Ainsi, dans toute cette région, la courbe C représente la courbe anhystérétique définie plus haut.

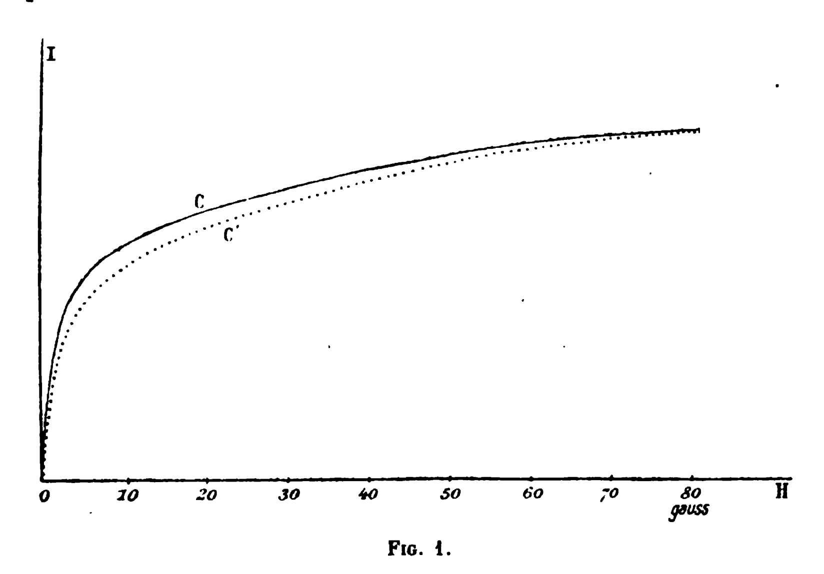


FIG. 1.

D'ailleurs, dans la région correspondant à des champs inférieurs à 15 gauss, pour lesquels la réduction de l'hystérésis par les cycles de tension n'est pas tout à fait complète, la courbe C est intermédiaire entre les points limites inférieur et supérieur qu'on obtient dans cette réduction incomplète de l'hystérésis, lesquels sont d'ailleurs peu éloignés, de sorte que dans cette région encore on peut considérer la courbe C comme représentant la courbe anhystérétique correspondant à la tension.

Ainsi, la courbe anhystérétique correspondant à l'action de cycles de tension est un peu au-dessus de la courbe anhystérétique correspondant à l'action d'un champ alternatif décroissant. Quand on veut obtenir un point de la première, le plus simple est d'obtenir d'abord

le point correspondant de la seconde, ce qui n'exige qu'une manœuvre de rhéostats ; il suffit alors de quelques cycles de tension pour obtenir le point cherché, tandis qu'il en faut un grand nombre si on opère indirectement.

Cas de cycles de tension d'amplitude inférieure à 6 kilogrammes. — De tels cycles ne réduisent complètement l'hystérésis magnétique que pour des champs magnétiques d'autant plus élevés que l'amplitude des cycles est plus faible. Ainsi, pour le fil étudié, des cycles de limites 0-3 kilogrammes ne réduisent complètement l'hystérésis qu'au-dessus d'environ 35 gauss. Dans les cas où la réduction de l'hystérésis est complète, les points limites obtenus sont, aux erreurs de lecture près, sur la courbe anhystérétique C. Dans les cas où la réduction est incomplète, les points limites inférieur et supérieur comprennent entre eux la courbe C. On peut donc considérer, au moins très approximativement, la courbe C comme représentant la courbe anhystérétique d'aimantation correspondant à tous les cycles de tension d'amplitude inférieure ou égale à 6 kilogrammes ; il n'en est pas tout à fait de même pour la torsion : les courbes anhystérétiques correspondant à des cycles de torsion de différentes amplitudes diffèrent un peu, très peu cependant. C'est cette courbe C, que j'appellerai pour abréger courbe anhystérétique par tension, qui va intervenir dans la suite de ce mémoire.

Action irréversible d'un cycle de tension. — Cette action irréversible est facile à définir au moyen de la courbe anhystérétique C ; l'état magnétique initial du fil est représenté par un certain point du plan aimantation-champ magnétique ; si, maintenant fixe le champ magnétique, on produit un cycle de tension, *l'effet de ce cycle est de rapprocher le point représentatif du point correspondant de la courbe anhystérétique* C, c'est-à-dire du point de même abscisse.

Considérons, par exemple, le cycle d'hystérésis magnétique représenté dans la *fig.* 2 ou dans la *fig.* 2′ ; il est coupé par la courbe anhystérétique en des points B, B′ ; si on produit un cycle de tension en partant d'un point de la branche C′AB, qui est au-dessous de la courbe anhystérétique, l'action de ce cycle est de relever le point représentatif ; si on part d'un point de la branche BC, qui est au-dessus de la courbe anhystérétique, l'action du cycle de tension est au contraire d'abaisser le point représentatif ; cette action du cycle, mesurée par la variation de l'aimantation, c'est-à-dire par le déplacement du point représentatif, est la plus grande dans la région où

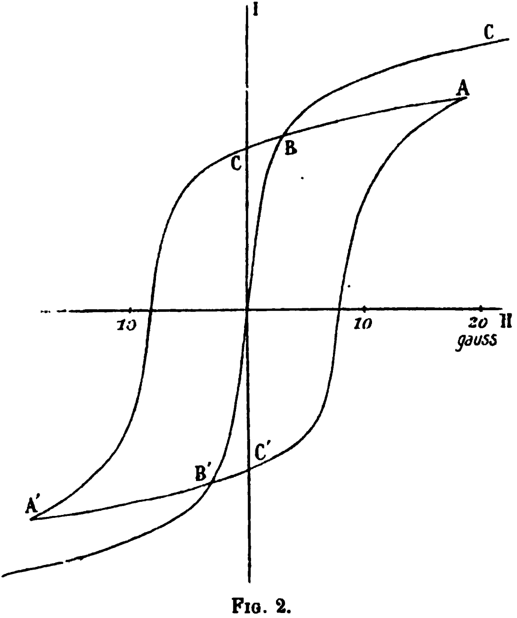

I
C
A
B
C
10
10
20 H
gauss
C'
B'
A'

Fig. 2.

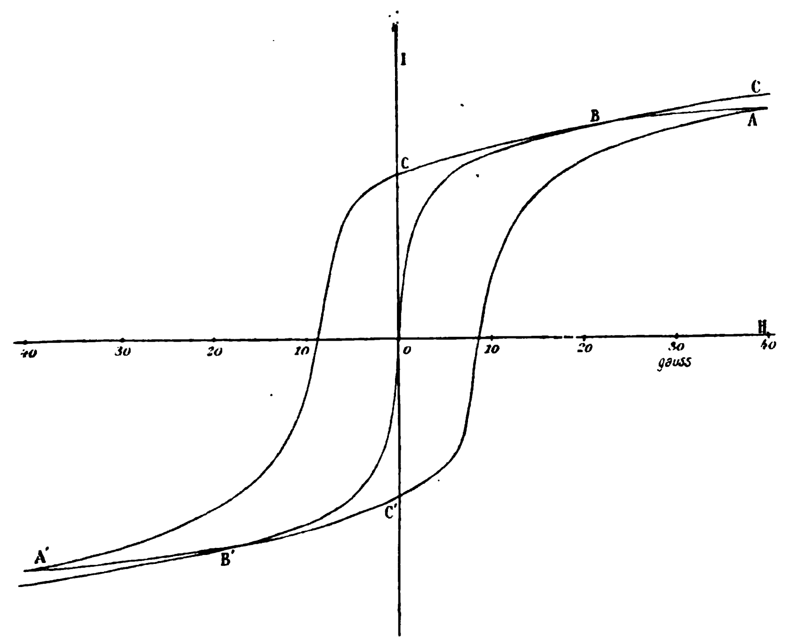

I
C
B
A
C
H
40
30
20
10
0
10
20
30
40
gauss
C'
A'
B'

Fig. 2'.

la courbe d'hystérésis est la plus éloignée de la courbe anhystérétique. L'action est nulle pour le point B où la courbe anhystérétique coupe la courbe d'hystérésis. Ainsi, la considération de cette courbe anhystérétique donne le sens et indique la grandeur de l'action d'un cycle de tension.

Si on joint par un trait les points obtenus en faisant agir le cycle de tension en différents points de la courbe d'hystérésis, on obtient une courbe à deux branches, analogue aux courbes hystérétiques, mais dont chaque branche est intermédiaire entre la branche correspondante de la courbe hystérétique et la courbe anhystérétique; elle passe par les points B, B′ où ces deux dernières courbes se coupent. On obtiendrait des courbes intermédiaires analogues en joignant les points obtenus, à partir des points d'une même courbe d'hystérésis, par des actions identiques, par exemple action d'un même nombre de cycles de tension semblables, ou encore d'un très grand nombre de cycles de tension d'amplitude insuffisante pour la réduction complète de l'hystérésis. J'ai donné des exemples de ces courbes intermédiaires dans le mémoire relatif à l'action de cycles de tension, je n'y insiste pas ici.

Action fixée ou cyclique d'un cycle de tension. — D'une manière générale, quand le point représentatif de l'aimantation a été amené en un point limite par l'action répétée de cycles de tension, de nouveaux cycles de tension semblables donnent lieu à une action fixée. se traduisant, dans le plan aimantation-torsion, par une courbe fermée. Les phénomènes alors observés sont fort complexes, ce qui provient, je crois, de ce qu'en un point limite quelconque l'hystérésis magnétique n'est pas, en général, complètement réduite.

J'ai obtenu au contraire des résultats simples en étudiant l'action fixée d'un cycle de tension 0-6 kilogrammes aux différents points de la courbe anhystérétique, c'est-à-dire en des points où l'hystérésis magnétique par rapport au champ est entièrement réduite. La seule variable qui intervienne alors pour modifier les phénomènes est la valeur du champ magnétique, ou, si on veut, la valeur de l'aimantation, qui est alors bien fixée par celle du champ magnétique.

La *fig.* 3 représente quelques-uns des cycles ainsi obtenus; les abscisses représentent les tensions en kilogrammes, les ordonnées l'aimantation; les ordonnées sont comptées de même pour tous les cycles, qui sont ainsi directement comparables, en grandeur et en position, comme les cycles aimantation-torsion que j'ai étudiés pré-

cédemment dans les mêmes conditions. La valeur du champ magnétique correspondant à chaque courbe est indiquée à côté de la courbe.

Un premier résultat assez frappant est la faiblesse des variations, bien que la tension atteigne la valeur considérable de 36 kilogrammes par millimètre carré ; lorsqu'on étudie de tels cycles dans des conditions où l'hystérésis magnétique n'est pas réduite, on obtient des variations bien plus grandes.

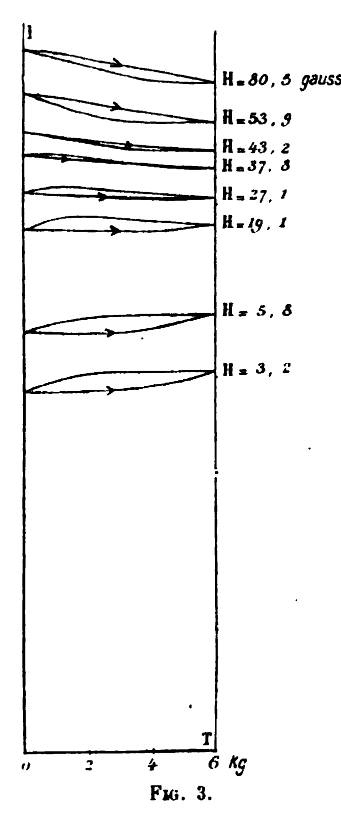


Fig. 3.

D'ailleurs les courbes ont une allure inverse pour les champs faibles et les champs intenses ; pour les champs faibles, tous les points du cycle sont *au-dessus* du point qui correspond à une tension nulle, d'autant plus au-dessus que la tension est plus forte, et la branche d'aller du cycle est la branche inférieure ; pour les champs intenses, tous les points du cycle sont *au-dessous* du point qui correspond à une tension nulle, d'autant plus au-dessous que la tension est

plus forte, et la branche d'aller du cycle est la branche supérieure. Dans la région moyenne, les cycles présentent des maximums ou minimums peu accentués, correspondant à des valeurs intermédiaires de la tension ; la branche de retour se rapproche de la branche d'aller et passe au-dessous d'elle, d'abord en partie, puis sur toute sa longueur. On trouve ainsi, dans la forme de ces courbes, la manifestation du phénomène de renversement de Villari dans l'action d'une tension sur l'aimantation. Nous en trouverons plus loin une manifestation en quelque sorte plus nette en étudiant les courbes anhystérétiques d'aimantation correspondant à différentes tensions.

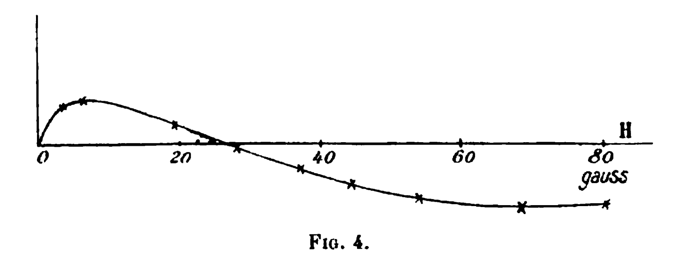


Fig. 4.

Si maintenant on considère l'amplitude des cycles précédents, on peut la représenter en fonction du champ magnétisant par la courbe de la *fig.* 4. Cette amplitude part de zéro pour un champ nul, c'est-à-dire aussi pour une aimantation nulle, puisqu'il s'agit ici d'un point de la courbe anhystérétique ; l'amplitude de la variation est ensuite positive, passe par un maximum pour environ 5 gauss, décroît, s'annule pour 26 gauss environ, et devient ensuite négative.

Ainsi, dans l'action cyclique ou fixée des cycles de tension se manifeste le renversement de Villari ; quant à l'action irréversible de tels cycles, elle est tout à fait analogue à celle de cycles de torsion : les changements de sens qui s'y produisent dépendent seulement de la position du point représentatif initial par rapport à la courbe anhystérétique, et non du phénomène de Villari ; la considération de la courbe anhystérétique permet de bien distinguer les deux ordres de phénomènes.

Courbes anhystérétiques d'aimantation obtenues sous une tension déterminée. — Dans ce qui précède, j'ai étudié l'action de cycles de tension ramenant le fil à une tension nulle. On peut se proposer une étude d'un genre différent : soumettre un fil à une tension fixe, et

étudier les propriétés magnétiques du fil ainsi tendu. On trouve dans les mémoires et dans les ouvrages classiques un grand nombre d'études de ce genre, par exemple les courbes de première aimantation et les courbes d'hystérésis de fils tendus ; mais la comparaison de ces courbes entre elles, et particulièrement avec celles qui correspondent à une tension nulle, est assez complexe, à cause des phénomènes d'hystérésis magnétique. On peut obtenir des résultats plus simples en réduisant l'hystérésis magnétique par un des nombreux procédés possibles ; à la vérité, les courbes anhystérétiques obtenues en réduisant l'hystérésis par différents procédés sont un peu différentes, mais ces différences sont assez faibles pour que les résultats obtenus en employant un des procédés de réduction donnent des indications suffisantes sur l'allure des phénomènes. J'ai utilisé ici la réduction de l'hystérésis par l'action d'un champ magnétique alternatif décroissant, dont l'emploi est très commode.

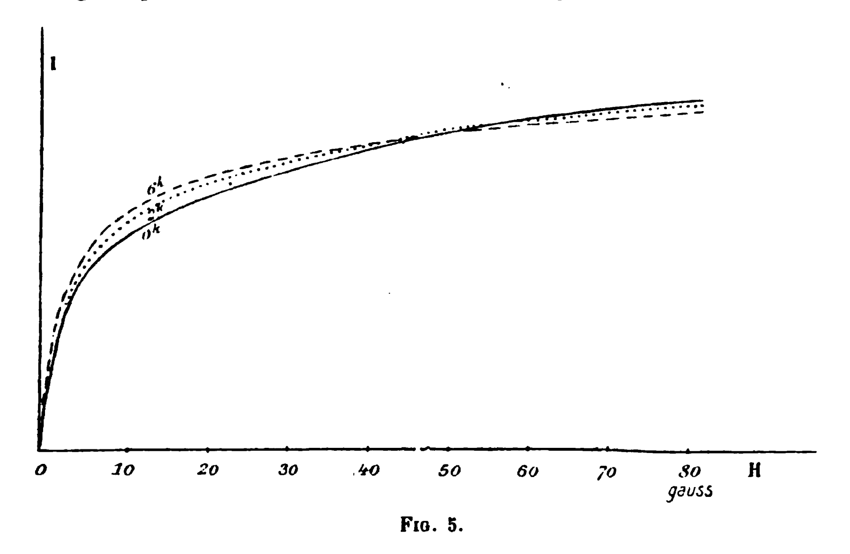


Fig. 5.

La courbe anhystérétique obtenue ainsi à tension nulle est la courbe C′ de la *fig.* 1, reproduite *fig.* 5 en trait plein ; sur la *fig.* 5 sont tracées en outre la courbe anhystérétique correspondant à une tension de 2 kilogrammes (.....) et celle correspondant à une tension de 6 kilogrammes (----).

L'examen de ces courbes montre d'abord que l'action d'une tension, même forte, sur l'aimantation anhystérétique, c'est-à-dire sur

l'aimantation stable, est assez faible ; on trouve des variations beaucoup plus grandes quand on opère sur les courbes de première aimantation ou sur les courbes hystérétiques, à cause de l'influence de l'hystérésis. D'ailleurs on retrouve ici le phénomène de Villari : dans les champs faibles, les courbes sont d'autant plus élevées qu'elles correspondent à une tension plus forte ; c'est l'inverse dans les champs intenses ; la courbe anhystérétique correspondant à une tension nulle est coupée par la courbe correspondant à 6 kilogrammes pour un champ d'environ 45 gauss, et un peu plus loin par la courbe correspondant à 2 kilogrammes.

Si donc on voulait représenter la variation de l'aimantation stable pour un champ donné en fonction de la tension, on aurait : pour un champ faible, une courbe croissante (entre 0 et 6 kilogrammes) ; pour un champ intense ; une courbe décroissante, et pour des champs compris dans une région moyenne, des courbes présentant un maximum d'ailleurs très peu marqué.

Si on se reporte aux cycles (aimantation-tension) obtenus aux différents points de la courbe anhystérétique C, on voit que les variations des phénomènes y présentent tout à fait la même allure que celles observées sur les courbes actuelles. Les deux sortes de phénomènes, tout à fait comparables, ne correspondent d'ailleurs pas à des conditions identiques, puisque la courbe anhystérétique C est obtenue en réduisant l'hystérésis par l'action de cycles de tension, tandis que les courbes de la *fig.* 5 sont obtenues en réduisant l'hystérésis par l'action d'un champ alternatif décroissant.

PHÉNOMÈNES PSEUDO-PHOTOGRAPHIQUES (1);

Par M. P. VILLARD.

En 1860, de La Blanchère écrivait :

« Par l'addition d'un peu de solution argentifère au liquide pyrogallique, une image négative faible vire instantanément au positif et se développe ensuite normalement dans cet état. » Le même auteur ajoute que, conformément à une observation faite par Schouwaloff

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 5 janvier 1906.

(*Art du Photographe*), on remarque, entre la partie positive et la partie négative de l'image, une auréole blanche plus claire que les deux.

Le Dr A. Guébhard a obtenu le même résultat en traitant par un révélateur étendu une plaque au gélatino-bromure d'argent, faiblement exposée pour avoir, comme plus haut, un négatif faible, et laissant séjourner la plaque dans le bain pendant un temps considérable ; le bromure d'argent non attaqué pouvait ainsi se dissoudre en quantité notable dans le sulfite de soude du révélateur, ce qui revenait au même que d'ajouter au réducteur une solution argentifère.

Dans ce genre d'expériences il se produit, outre l'auréole claire signalée par Schouwaloff, ce que les photographes appellent une *inversion*. Cette expression, universellement adoptée, a le défaut de donner une idée fausse des phénomènes. On fait involontairement la comparaison avec ce qui se passe parfois dans une machine de Holtz, et on est tenté de se représenter une image comme un objet indivisible, dont toutes les parties sont liées, et qui passe du négatif au positif, ou inversement, par une sorte de mouvement de bascule, les blancs devenant des noirs et réciproquement.

Ce qui se passe est moins mystérieux : une image photographique est un ensemble de particules métalliques dont l'objectif a réglé la répartition, et chacune d'elles ne peut agir autour d'elle que dans un rayon comparable à ses dimensions ; ce qui se passe à une extrémité d'une plaque 13×18 n'a aucune influence sur ce qui peut se produire à l'autre extrémité.

Quand une inversion se produit au cours d'un développement, c'est que, pour une raison ou une autre, les blancs du négatif obtenu d'abord se remplissent d'un dépôt dont l'opacité arrive à dépasser celle des teintes les plus fortes du négatif, ces dernières continuant d'ailleurs à noircir de plus en plus. Dans aucun cas l'inversion ne comporte l'éclaircissement des noirs du négatif, moins encore le transfert des particules d'argent d'une région à une autre par redissolution suivie d'une nouvelle précipitation. Un bain réducteur ne saurait redissoudre l'argent qu'il vient de réduire. Il peut seulement arriver qu'à la longue le sulfite de soude du révélateur dissolve le bromure d'argent non réduit ; ce fixage éclaircit nécessairement l'épreuve et il en résulte une erreur d'interprétation qu'on doit éviter en ne comparant les épreuves qu'après fixage de celles qui contiennent encore du bromure d'argent. Une action extrêmement pro-

longée, au cours de laquelle l'oxydation complète du réducteur ne laisse subsister que le pouvoir dissolvant du sulfite de soude, peut, il est vrai, affaiblir légèrement l'image; mais cet affaiblissement ne porte pas uniquement sur la partie négative de l'épreuve. On vérifie par exemple aisément qu'un séjour prolongé dans l'hyposulfite de soude éclaircit sensiblement un cliché. L'effet est d'autant plus marqué qu'il s'agit de préparations à grain plus fin : il est très appréciable au bout de cinq à six heures avec les papiers au gélatino-bromure d'argent, et le ton de l'épreuve vire au violacé (ton chaud) par diminution du diamètre des particules d'argent.

Dans le cas de la solarisation, c'est la lumière qui détermine l'inversion. La vitesse de développement (poids d'argent réduit par unités de surface et de temps) est d'autant plus grande, mais d'autant plus vite décroissante, que l'exposition a été plus forte. Les régions surexposées noircissent les premières, mais sont ensuite rattrapées et dépassées par les autres, l'ensemble s'assombrissant d'ailleurs de plus en plus.

Il en est tout autrement dans les expériences citées au début de cet article.

On constate d'abord, et tous les auteurs sont d'accord sur ce point, que ce sont les clichés très sous-exposés qui s'inversent le plus facilement par l'addition d'une liqueur argentifère au révélateur, ou par l'immersion prolongée dans un bain capable de dissoudre du bromure d'argent. Quand se forme l'image positive qui va imposer son signe à l'épreuve, c'est par les plages les moins exposées qu'elle débute, et de préférence par celles qui n'ont reçu aucune lumière (régions protégées par le châssis).

Si l'expérience est faite en traitant par un révélateur dilué [1] un cliché au gélatino-bromure d'argent, on observe que l'inversion continue à se produire longtemps après que tout le bromure d'argent a été dissous, et que sa disparition a entraîné celle de l'impression lumineuse localisée par l'objectif. La formation de l'image positive ne peut donc être attribuée qu'à la présence du bain d'argenture formé par le bromure d'argent dissous dans le révélateur. Cette manière de voir est confirmée par les remarques suivantes : l'inversion est notablement accélérée par l'addition, dans le même bain,

---

[1] Par exemple, une solution de métoquinone dans le sulfite de soude (1 gramme de métoquinone et 10 grammes de sulfite par litre). Ce révélateur, exempt d'alcali libre, ne tend pas à décoller la gélatine.

de plusieurs plaques, impressionnées ou non ; par la présence d'une trace d'hyposulfite de soude; par l'augmentation de la teneur en sulfite. Elle devient très rapide si on verse dans la cuve quelques gouttes d'une solution toute préparée de chlorure ou bromure d'argent dans le sulfite de soude.

On observe, d'autre part, que la transformation de l'épreuve s'accompagne de phénomènes accessoires qui suivent une marche exactement parallèle : les parois de la cuve se recouvrent d'un dépôt d'argent plus ou moins sulfuré, le liquide se trouble et laisse déposer de l'argent, du sulfure d'argent et même du soufre. Tout ce qui accélère ou accentue l'inversion accroît en même temps l'intensité de ces effets et la rapidité de leur production. C'est donc bien la présence d'un bain d'argenture qui détermine la formation d'une image positive; il est remarquable que non seulement ce bain ne renforce que très peu le négatif d'abord obtenu, mais que l'intensité du positif complémentaire continue à augmenter après la disparition complète du bromure d'argent de la plaque. Il est, par suite, certain que les noirs du positif ne sont pas formés de la même manière que ceux du négatif, mais sont dus à une véritable argenture de la gélatine.

Le dépôt qui constitue cette image déposée ainsi en second lieu est très différent de celui qui forme les clichés ordinaires par réduction des grains de bromure d'argent sur place. Il est formé de grains beaucoup plus fins et, dans certains cas, paraît n'être pas constitué par de l'argent réduit. Avec les plaques Jougla par exemple, si on arrête l'expérience dès que le positif a franchement dépassé en intensité le négatif initial, il suffit de tremper l'épreuve dans l'hyposulfite de soude pour voir disparaître tout le dépôt complémentaire, et il ne subsiste que le négatif ordinaire à peine voilé.

En présence de ces faits, on est conduit à admettre avec MM. Lumière qu'on est en présence d'un *voile dichroïque* simplement exagéré. Ce voile, jaunâtre par transmission et bleuâtre par réflexion, est également formé par un dépôt à grains extrêmement fins, et il se produit pendant le fixage, c'est-à-dire au moment où la gélatine contient à la fois un réducteur et de l'argent dissous (hyposulfite double d'argent et de sodium), c'est-à-dire un bain d'argenture. La lumière facilite la formation de ce voile, mais elle n'est pas nécessaire et, avec certains révélateurs surtout (pyrocatéchine, métoquinone), on obtient un voile intense en se servant d'un hyposulfite déjà usagé, c'est-à-dire chargé d'argent et de révélateur, ou même simplement en évitant de

laver le cliché avant le fixage ; on réussit encore mieux en remettant le négatif dans le révélateur au sortir du bain de fixage ([1]).

Or ce voile présente une propriété extrêmement remarquable d'autant plus facile à observer que sa teinte le distingue franchement de l'image proprement dite : très intense dans les régions tout à fait transparentes de l'épreuve, beaucoup plus faible dans les parties déjà teintées, nul dans les grands noirs de l'épreuve, il constitue, en jaune, le complément du négatif, c'est-à-dire une image positive. En raison de cette propriété, il est particulièrement intense dans les clichés à grande transparence, c'est-à-dire sous-exposés. Cette dernière condition est justement celle qui convient le mieux pour obtenir qu'une image vire du négatif au positif.

Ce qui se passe dans l'expérience de de La Blanchère, ou avec les plaques au gélatino-bromure d'argent abandonnées dans un bain faible, consiste donc en ceci :

Les particules de chlorure ou de bromure d'argent impressionnées sont d'abord réduites et constituent le négatif ordinaire. On ajoute alors au bain une dose notable d'azotate d'argent, ou on laisse la plaque dans le révélateur qui a déjà dissous du bromure d'argent et continue à s'en charger de plus en plus. Dans les deux cas, on a un cliché dans un bain d'argenture qui tend à déposer du métal partout. sur les parois de la cuve aussi bien que sur l'épreuve, et il en résulte d'abord un léger accroissement des grains d'argent de l'image, c'est-à-dire un renforcement de celle-ci. Mais ce renforcement s'arrête bientôt, et les particules non seulement cessent d'attirer l'argent en voie de réduction, mais s'opposent à sa précipitation dans les régions qu'elles occupent dans le collodion ou la gélatine (noirs du négatif). Le métal va donc se déposer surtout dans les plages inoccupées, et en quantité d'autant plus grande que ces plages seront plus parfaitement exemptes de tout grain d'argent ; de là une réussite plus certaine avec les clichés sous-exposés, présentant de grandes transparences. Les noirs du négatif ne permettront aucune précipitation, les demi-teintes donneront un effet intermédiaire. Le dépôt d'argent produit par le bain sera donc complémentaire de l'image donnée par le développement ordinaire, ce sera un positif ; son intensité pourra

([1]) De La Blanchère avait déjà signalé la formation d'un voile rougeâtre pendant le fixage, et il avait vérifié que ce voile se produit très bien en versant une solution d'acide pyrogallique sur un négatif qu'on vient de fixer au cyanure de potassium.

être très supérieure à celle du négatif dont il comble les vides, car la grosseur des particules déposées peut devenir la même que pour ce négatif, mais leur nombre n'est pas limité par celui des granules de l'émulsion; il dépendra seulement du nombre des germes capables d'attirer l'argent, poussières ou précipités salins contenus dans la gélatine, ou peut-être particules colloïdales de celle-ci.

On verra donc se former d'abord un voile dichroïque positif, qui peu à peu se renforcera par accroissement de grosseur des particules qui le composent et semblera subir, comme l'indique de La Blanchère, un véritable développement, à la fin duquel le positif obtenu l'emportera notablement comme opacité sur le négatif initial; l'ensemble de l'épreuve sera par suite positif, les blancs étant toutefois constitués par les noirs du négatif. Ces noirs seront d'autant plus clairs que l'exposition aura été moindre et pourront, par contraste, paraître relativement limpides.

Si cette manière de voir est exacte, s'il s'agit non de phénomènes photochimiques, mais d'attractions et de répulsions réciproques entre petites particules, dues peut-être à leur signe électrique, on peut se débarrasser de toute la partie photographique de l'expérience et employer par exemple des clichés fixés, lavés et séchés, et rendus ainsi insensibles à la lumière; on doit devenir tout à fait maître des résultats en perfectionnant les bains d'argenture; enfin des effets tout à fait semblables pourront être obtenus avec des substances autres que l'argent. L'expérience vérifie complètement ces prévisions et montre que ce genre de phénomènes est d'une extrême généralité.

On prend, par exemple, un négatif stéréoscopique extrêmement faible, fixé et lavé depuis longtemps, on imprègne l'une des images d'une dissolution concentrée de bromure d'argent dans le sulfite de soude, et on la traite par un bain de métoquinone et sulfite de soude; l'autre image sert de témoin [1]. On voit aussitôt se former un voile dichroïque qui se renforce rapidement, dépasse bientôt en intensité le négatif, et l'inversion est complète en quelques instants (*fig.* 1). On voit que les noirs du négatif, jouant maintenant le rôle de blancs, sont légèrement renforcés. On peut également immerger le négatif dans un bain de métoquinone et sulfite de soude contenant un peu de chlorure ou de bromure d'argent dissous dans du sulfite de soude.

---

[1] Dans toutes ces expériences, j'ai utilisé constamment les plaques Lumière afin de réduire le nombre des paramètres variables, parmi lesquels intervient la perméabilité de la gélatine.

Suivant la concentration, l'expérience dure à volonté dix minutes ou plusieurs jours ([1]).

Le ton de l'épreuve est violacé, la teinte variant un peu suivant qu'on prend du chlorure ou du bromure d'argent.

FIG. 1.

On réussit également très bien en traitant le négatif par une dissolution d'azotate d'argent, puis par un révélateur. L'inversion est alors extrêmement rapide et le dépôt d'argent est gris bleuâtre.

Dans toutes ces expériences, il faut avoir soin de prendre des négatifs très limpides; ils peuvent d'ailleurs être très faibles, ce qui montre à quel point les particules d'argent préexistantes s'opposent au dépôt ultérieur : le moindre voile gênerait beaucoup la formation de ce dépôt (à moins bien entendu que ce ne soit le voile dichroïque).

On réussit également bien avec une solution de sulfite d'argent dans le sulfite de soude, ou de chlorure ou bromure d'argent dans l'hyposulfite, ce dernier cas correspondant précisément aux conditions dans lesquelles se forme d'ordinaire le voile dichroïque.

Le bain d'argenture peut être remplacé par d'autres solutions métalliques. On peut par exemple prendre un cliché semblable à celui de la *fig.* 1, ou plus simplement un négatif consistant en un cercle blanc bien limpide entouré d'un fond gris (ombre d'une pièce de monnaie), et l'imprégner, avant ou après fixage, d'une solution de chlorure d'or contenant une trace d'acide oxalique. On traite ensuite par l'oxalate neutre de potasse (température 20° environ). Le négatif est d'abord viré par substitution, puis le cercle blanc se remplit

([1]) Quand on mélange la solution argentifère au réducteur, on ne peut employer des liqueurs aussi concentrées que dans le cas précédent : on obtiendrait une réduction en masse de l'argent dissous avant que la gélatine n'ait été pénétrée par le réactif.

d'un dépôt intense d'or bleu par transparence et fortement miroitant par réflexion sur le côté gélatine : c'est de la dorure localisée.

La *fig.* 2 montre le résultat d'une expérience de ce genre ; le négatif (ombre d'une roue d'engrenage) a été traité après fixage comme il vient d'être dit, puis éclairé par une lampe et photographié dans la direction de la réflexion régulière. On voit que le dépôt miroitant est strictement limité au contour du négatif.

Fig. 2.

On peut supprimer le traitement par l'oxalate de potasse ; l'acide oxalique suffit, à la condition d'attendre plus longtemps.

Le rôle des germes est facile à mettre en évidence avec les dépôts d'or. Un faible voile d'oxalate de chaux, obtenu par un lavage à l'eau de la Vanne suivi d'un traitement par l'acide oxalique, facilite sensiblement la formation du dépôt.

Le sulfate ferreux concentré, maintenu entre $+ 20°$ et $+ 25°$, convient également comme réducteur et donne de l'or bleu verdâtre. La réduction est extrêmement rapide.

On peut répéter la même expérience en remplaçant le chlorure d'or par le chloropalladite de potassium qu'on verse sur le cliché avec un peu de formiate de soude. On obtient un positif brun formant un très beau miroir de palladium.

Le chloroplatinite de potassium convient également ; il suffit, après imprégnation du cliché par le sel, de réduire par l'oxalate ferreux tiède (35°). En une ou deux opérations on obtient un brillant miroir de platine occupant toute la région transparente du négatif. L'ensemble est positif par transparence.

Dans tous ces exemples, les noirs du négatif sont nécessairement virés et ne peuvent être enlevés après l'opération. On peut les faire disparaître dans les cas suivants :

Le négatif fixé et lavé est traité par le permanganate de potasse (au besoin légèrement acidulé). L'argent disparaît et à sa place se produit un dépôt brun. Ce nouveau négatif, formé par des grains d'hydrate manganique, se comporte vis-à-vis de l'or comme le cliché d'argent. On le traite par une solution de chlorure d'or additionnée d'acide acétique et on réduit par le sulfate ferreux tiède. L'or qui se dépose respecte les régions occupées par l'hydrate manganique, d'autant plus parfaitement qu'elles sont plus intenses; on traite ensuite l'épreuve par l'acide oxalique ou chlorhydrique ou le bisulfite de soude pour enlever le manganèse, et il reste un positif d'or dont les blancs sont cette fois presque purs (inversion vraie).

L'intérêt de cette expérience résulte surtout de la suppression complète de l'argent, c'est-à-dire de la matière provenant d'une opération photographique. On voit en même temps qu'une substance autre que ce métal peut localiser par exclusion la précipitation d'un métal en voie de réduction.

Au point de vue de la beauté des images, le meilleur résultat s'obtient en transformant d'abord en ferricyanure ammoniacal l'argent d'un cliché intense et à grandes transparences. On le traite pour cela par le cyanure rouge à 2 0/0 additionné d'une trace d'ammoniaque. Le ferricyanure d'argent ammoniacal oppose un obstacle presque absolu à la formation d'un dépôt d'or. Si donc on traite le négatif en ferricyanure par du chlorure d'or [1], puis par l'oxalate de potasse à saturation et tiède, l'or, d'abord violet, puis rose, se dépose en premier lieu dans les grandes transparences du cliché; en réitérant l'opération, les demi-teintes sont envahies à leur tour, et, en dissolvant ensuite le sel d'argent par l'iodure de potassium [2], on obtient un très beau positif, semblable à un vitrail, dont les blancs sont absolument parfaits (*fig.* 3).

Le ton obtenu est très différent de celui que donne ordinairement l'oxalate employé comme réducteur. Cette différence paraît tenir au tannage que le cyanure fait subir à la gélatine; cette circonstance a d'ailleurs l'avantage de permettre l'emploi d'un bain réducteur tiède.

---

(1) Solution à 1 0/0 sans acide oxalique, à cause du sel ammoniacal.

(2) On pourrait employer l'hyposulfite de soude.

On peut enfin prendre comme point de départ une image n'ayant pas une origine photographique :

Une lame de gélatine sur verre (plaque au bromure d'argent fixée et lavée sans impression ni développement) est plongée quelques

FIG. 3. — Transformation d'un négatif ordinaire en positif à blancs purs. (Epreuve stéréoscopique dont la moitié droite a été transformée, l'autre moitié servant de témoin).

instants dans une solution de chromate de potasse ; un dessin quelconque est ensuite tracé sur la gélatine avec un pinceau chargé de nitrate de plomb ; on obtient ainsi un précipité colloïdal transparent de chromate de plomb, localisé à volonté. Après lavage, on plonge successivement la plaque dans de l'azotate de baryte, puis dans du sulfate de soude. On observe invariablement que le précipité de sulfate de baryte est complètement exclu des plages déjà occupées par le chromate de plomb, et celles-ci se détachent, par transparence, en jaune clair, sur fond presque opaque (*fig.* 4).

FIG. 4.

Cette expérience montre clairement que la lumière ne joue aucun rôle dans ces phénomènes.

Tous les précipités ne possèdent pas la propriété d'exclure ainsi un autre précipité. Dans certains cas, la répulsion est remplacée par une attraction. Un dépôt d'or rose, par exemple, attire l'argent en voie de

précipitation. On s'en assure aisément en déposant sur de la gélatine une goutte de chlorure d'or qu'on réduit par l'oxalate de potasse ; si on fait agir ensuite l'un des bains d'argenture indiqués plus haut, tout l'argent se dépose sur les particules d'or, et l'opacité de la tache d'or devient presque complète.

Certains précipités argentiques possèdent la même propriété attractive, par exemple les granules qui constituent les images de noircissement direct sur gélatino-chlorure ou gélatino-bromure d'argent, ou sur papiers dits pour noircissement direct.

Fig. 5.

L'épreuve reproduite (*fig.* 5) a été obtenue de cette manière : une plaque Perron au gélatino-chlorure d'argent à grain très fin (émulsion pour tons chauds) a été exposée environ vingt minutes à la lumière sous un négatif. L'image positive très faible ainsi obtenue a été recouverte d'une solution de chlorure d'or à 1/2 0/0 additionnée d'une trace d'acide oxalique. L'or réduit s'est déposé presque uniquement sur les particules constituant l'image, et ce développement physique a donné une épreuve intense d'or vert. Cette expérience réussit d'autant mieux que le grain est plus fin, sans doute parce qu'il y a en pareil cas un plus grand nombre de points d'appel, de germes, par unité de surface.

Le rôle des germes et celui de la grosseur des particules peuvent être mis en évidence d'une manière frappante par l'expérience suivante :

On traite un vieux cliché par la liqueur de Farmer (hyposulfite de soude et ferricyanure de potassium) ; tout l'argent se dissout, mais à la place qu'il occupait subsiste soit une déformation de la gélatine, soit une trace de dépôt calcaire provenant des eaux de lavage et ayant cristallisé sur les grains de métal.

Après lavage, et même séchage, on traite cette gélatine par une solution de chlorure d'argent dans le sulfite de soude et le révélateur à la métoquinone. *Aussitôt l'image détruite se reforme*, d'abord à grain très fin ; elle se renforce peu à peu, noircit par suite du grossissement des grains et revient à sa valeur primitive. Si on essaye d'aller au delà, c'est alors le voile dichroïque qui apparaît, puis l'image complémentaire qui aboutit à l'inversion. On peut détruire à nouveau l'image réapparue, laver et recommencer. La trace laissée par cette image dans la gélatine est presque indélébile.

SILHOUETTAGE.

Dans nombre de journaux illustrés qui publient des photogravures, les nécessités de la mise en pages obligent souvent à faire empiéter un sujet sur le sujet adjacent. La tête d'un personnage est, par exemple, enclavée dans le premier plan d'un paysage placé au-dessus. Pour que la partie enclavée se détache, on l'entoure d'un trait blanc qui en suit exactement la silhouette. Ce dédoublement, ici artificiel, des contours d'un objet, peut définir ce qu'il convient d'entendre par le mot silhouettage.

On observe un phénomène absolument identique dans un certain nombre d'expériences photographiques, et ce phénomène a été signalé pour la première fois par Schouwaloff, précisément dans les cas d'inversion par addition de liqueur argentique à un révélateur.

Ce liséré blanc se produit en effet invariablement dans toutes les expériences décrites au chapitre précédent [1] ; il est la conséquence nécessaire de l'incompatibilité de site de deux dépôts différents. Une plage occupée par des grains d'argent n'est en effet jamais à bords rigoureusement nets, quelle que soit la manière dont elle s'obtient ; sa limite réelle est donc un peu au delà de son contour apparent : or c'est la limite réelle qui définit le domaine du dépôt formé ultérieurement. Le liséré clair représenterait alors la largeur de la pénombre invisible. Cette manière de voir est d'accord avec le fait qu'en produisant un dépôt intense on arrive à combler presque entièrement la bande claire en question. Dans le cas où le signe électrique des précipités interviendrait, une répulsion à distance se comprendrait d'ailleurs aisément.

---

[1] Sauf peut-être pour l'or réduit par l'hydrosulfite de soude.

Il est évident que ce silhouettage ne peut être que blanc (1), et qu'il est toujours pris sur le dépôt formé en second lieu. Ses bords, toujours très nets, sont définis par une fine ligne sombre qui renforce le contour des plages séparées par la bande claire. Cette ligne a une autre origine que le silhouettage, c'est celle qu'on observe sur le bord d'une tache. On l'obtient, par exemple, en déposant sur de la gélatine une goutte de chlorure d'or ou d'azotate d'argent qu'on réduit ensuite. Cette ligne, qui renforce le contour de la tache, n'a évidemment aucune analogie avec le phénomène dont il s'agit ; un trait de force n'est pas un silhouettage, il accentue un contour, il ne le double pas.

Les opérations photographiques ordinaires consistant à obtenir des dépôts de particules dans du collodion ou de la gélatine permettront naturellement d'obtenir le silhouettage. La condition nécessaire à réaliser sera de produire, par un moyen quelconque, deux dépôts différents occupant des plages contiguës. Cette condition sera en général suffisante. Voici quelques-uns des procédés qu'on peut employer.

On éclaire pendant un instant, aussi court que l'on veut, une plaque antihalo sur laquelle est posée une cache de forme quelconque (2). On développe, on lave, puis on expose toute la plaque à la lumière, en tenant compte de la moindre sensibilité du bromure mouillé. On a ainsi défini deux régions exactement contiguës et dont chacune n'a été exposée à la lumière qu'une fois, car elles ont été protégées l'une par la cache pendant la première pose, l'autre pendant la seconde par l'argent réduit constituant un véritable cliché appliqué sur le bromure sous-jacent. Ces deux expositions peuvent être à peu près quelconques, le résultat n'en est pas modifié. On remet ensuite la plaque dans le révélateur : la plage primitivement réservée se développe, et, à tout instant de l'opération, on observe qu'elle reste séparée de l'autre par un silhouettage clair ; mais on remarque aussi que, dans la partie exposée à sec, l'argent réduit est noir, tandis qu'il est brun et à grain plus fin, dans la région impressionnée après mouillage.

(1) Si on pouvait produire un troisième dépôt exclu par les deux premiers, il tendrait évidemment à remplir le silhouettage et à le noircir, mais il serait lui-même silhouetté de blanc de part et d'autre, de telle sorte que l'énoncé subsisterait.

(2) Pour éviter la pénombre optique, on emploie la lumière parallèle.

Le résultat est encore meilleur en faisant la seconde exposition pendant que la plaque est dans le révélateur, mais alors le ton de la plage développée ainsi est violacé, ou même rose (avec le diamidophénol étendu). Suivant la durée de cette deuxième opération, l'ensemble de l'épreuve sera positif ou négatif, cela dépendra des valeurs relatives des plages complémentaires, mais le silhouettage sera le même dans les deux cas; il résulte de ce que les particules réduites dans les deux phases de l'expérience sont différentes comme grain (elles diffèrent également au point de vue chimique).

La *fig.* 6 représente indifféremment les divers silhouettages obtenus avec l'or, le platine, le palladium, l'argent, ou par voie photographique. Dans la première épreuve, le second dépôt commence à rem-

Fig. 6.

plir les blancs du négatif; dans la seconde, il l'emporte en intensité sur le fond, et l'ensemble est un positif. L'image a été grossie 4 fois.

Enfin on peut se contenter d'une exposition unique : on éclaire uniformément toute la surface d'une plaque, puis l'on dépose sur elle deux ou trois gouttes de révélateur à la pyrocatéchine. Au bout de deux secondes on lave à grande eau, puis on développe à l'hydroquinone. La place occupée par chaque goutte est légèrement plus noire que le fond environnant, et elle s'entoure d'une auréole claire. Si on inverse l'ordre des révélateurs, le phénomène disparaît presque complètement.

Inversement, on peut supprimer toute opération photographique. La *fig.* 7 montre, grossi 4 fois, le silhouettage obtenu en prenant de la gélatine imbibée de chromate de potasse et déposant à sa surface

FIG. 7.

une goutte d'une dissolution d'azotate de plomb qu'on étale par saccades en ajoutant brusquement de nouvelles quantités de solution. A chaque opération il se produit une zone nouvelle de chromate de plomb, mais dans des conditions un peu différentes au double point de vue de la composition du liquide et du gonflement de la gélatine. Il en résulte que les précipités colloïdaux successifs sont séparés les uns des autres par une bande claire.

Cette dernière expérience et celle réalisée avec le sulfate de baryte démontrent que ce genre de phénomènes n'a rien de commun avec les actions chimiques de la lumière.

SUR QUELQUES MODES ÉLECTRIQUES D'ENTRETIEN DU PENDULE. PENDULE SANS LIEN MATÉRIEL (1);

Par M. CH. FÉRY.

Il est superflu d'insister sur l'intérêt considérable qui s'attache à la mesure précise du temps, unité fondamentale de tout système de mesures. A part les applications à la navigation, c'est toujours au

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 1er mai 1908.

pendule qu'on s'adresse comme organe régulateur dans les mécanismes ayant pour objet cette mesure, et cela grâce à sa précieuse propriété d'être isochrone pour de petits arcs. Cette propriété indispensable de l'organe régulateur n'est obtenue que difficilement et par tâtonnements, dans le balancier circulaire des chronomètres de marine, seuls utilisables à la mer.

Mais il ne faut pas oublier que cette qualité fondamentale du pendule n'existe que si ce dernier est complètement libre, et tous les efforts des constructeurs tendent à disposer l'échappement de manière à satisfaire à cette condition.

M. Lippmann a indiqué d'une manière précise les conditions à remplir pour l'entretien du pendule, sans perturbations; malheureusement il est bien difficile mécaniquement d'y satisfaire et les petites perturbations éprouvées encore par les horloges soustraites aux variations thermiques et barométriques sont-elles invariablement attribuées par les constructeurs aux variations des frottements mécaniques éprouvés par le pendule pendant son oscillation. Les huiles de graissage qui rancissent et s'oxydent avec le temps sont la cause la plus fréquente de ces petites perturbations, qui peuvent d'ailleurs être rendues inférieures à $0^s,1$ par jour.

A première vue, l'emploi de l'électricité semble tout indiqué pour restituer à l'organe oscillant l'énergie qu'il perd sans cesse par suite des frottements divers auxquels il est soumis : frottements mécaniques, amortissement dû à l'air, travail perdu dans la suspension, etc.

A première vue aussi, il semble qu'une bonne marche sera forcément obtenue si on restitue au pendule un travail constant à chaque oscillation. C'est cette considération qui m'a guidé dans les deux premiers dispositifs électriques que j'ai réalisés.

Pendule à réaction indirecte. — Le premier pendule électrique que j'ai étudié est du type dit à « réaction indirecte (1) »; le principe de ce type d'appareils, qui a tenté un grand nombre d'inventeurs (2), consiste à restituer au pendule, à chaque oscillation, une quantité bien limitée de travail et *indépendante* de l'énergie électrique fournie au système.

(1) Brevet français n° 254.092 ; 1896.
(2) MM. Vérité, Detouche, Garnier, Grasset, Lasseau, Gérard, Linis, Geist, Kramer, etc..., ont combiné des pendules basés sur ce principe.

La *fig.* 1 fera comprendre facilement comment ce résultat peut être atteint :

Lorsque la vis v', portée par un bras solidaire du pendule, vient rencontrer le levier *op*, le courant est lancé dans l'électro-aimant E qui rappelle son armature. Le pendule, continuant son oscillation, soulève le poids p d'une hauteur h ; mais, au retour, ce poids descend d'une quantité $h + c$, c étant la course de l'électro-aimant. Il en résulte que le pendule a reçu un travail positif égal à pc, lequel est constant et indépendant de la vitesse avec laquelle l'armature de l'électro est attirée.

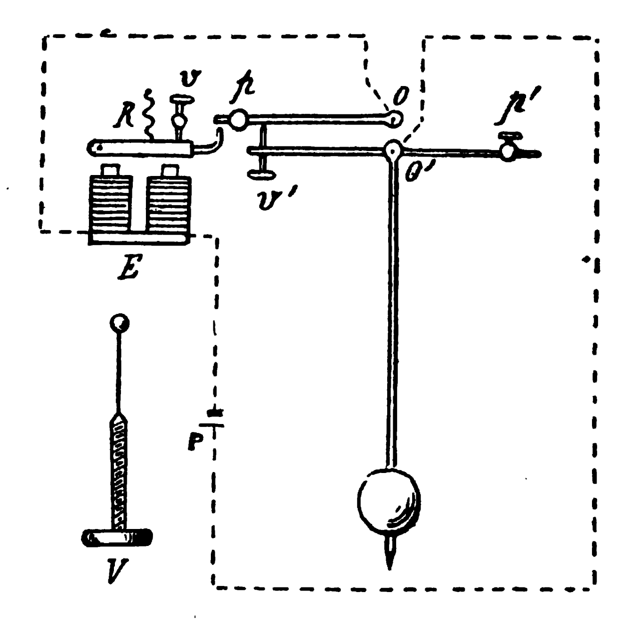


Fig. 1.

Ainsi construit, cet appareil ne m'a fourni que des résultats déplorables; mais son étude m'a conduit à des notions très nettes sur les conditions à remplir pour réaliser un entretien correct du pendule.

Le soulèvement du levier *op* produit tout d'abord une perturbation profonde de l'isochronisme du système, et la moindre variation de l'ébat de la palette de l'électro se traduit par une variation considérable dans la marche. A tel point que les variations de courant dans

l'électro, qui peuvent changer légèrement la position de l'armature au contact, se font sentir d'une manière très nette.

D'autre part, en insérant un téléphone dans le circuit, on entend le bruit bien connu de « friture » pendant toute la durée du passage du courant.

Ceci provient du léger glissement qui se produit au contact de la vis *v'* avec le levier *op* pendant le soulèvement de ce dernier. En effet, on ne peut jamais obtenir une concordance absolue des deux centres d'oscillation *o* et *o'*, et le grippement du contact qui ne peut être lubrifié fait naître un frottement éminemment variable qui perturbe complètement la marche.

En constituant la suspension par trois lames de ressort identiques, les deux lames extérieures supportant le pendule, et la lame centrale le levier *op*, j'avais espéré supprimer cette cause d'erreur. Il n'en a rien été, et le téléphone m'a montré qu'il se produirait encore un frottement au point de contact.

Ce n'est qu'en remplaçant la vis *v'* par une vis V représentée à part (*fig.* 1), et terminée par un fil d'acier de $0^{mm},1$ portant à son extrémité une petite boule en or, que cette perturbation a cessé. On comprend en effet que, dans ces conditions, le fil d'acier, flexible dans toutes les directions qui lui sont perpendiculaires, s'oppose à tout glissement au point de contact; dans ces conditions, on obtient des variations n'atteignant que 7 sur 100 000, ce qui représente encore cinq ou six secondes par jour.

Pendule à restitution électrique constante. — C'est dans le but d'échapper aux inconvénients signalés précédemment, tout en conservant les avantages de l'impulsion constante, déjà connue en horlogerie mécanique sous le nom de *remontoir à égalité d'arc*, que j'ai combiné quelques années plus tard [1] un dispositif qui a figuré à l'Exposition de Paris de 1900. J'ai abandonné dans cet appareil l'électro-aimant comme organe moteur et l'ai remplacé par l'action électromagnétique d'une bobine fixe B sur le pôle N d'un aimant formant une partie de la masse pendulaire (*fig.* 2).

Cornu avait déjà employé cet excellent dispositif pour la synchronisation des horloges [2], mais l'aimant dont il se servait était un simple barreau droit.

(1) Pendule à restitution électrique (*Comptes Rendus*, 7 mai 1900).
(2) *Comptes Rendus des séances de la Société des électriciens : la Synchronisation électromagnétique* (1887).

La substitution d'un aimant en fer à cheval à un aimant droit présente quelques avantages faciles à saisir. D'abord un tel aimant se conserve beaucoup mieux avec le temps à cause de sa plus faible réluctance ; ensuite le champ auquel est soumise la bobine est plus intense pour un aimant de poids donné ; enfin les variations de la verticale dues à des champs constants extérieurs ou les perturbations qui peuvent prendre naissance par des champs variables sont à peu près annulées par suite de l'astaticité d'un tel aimant.

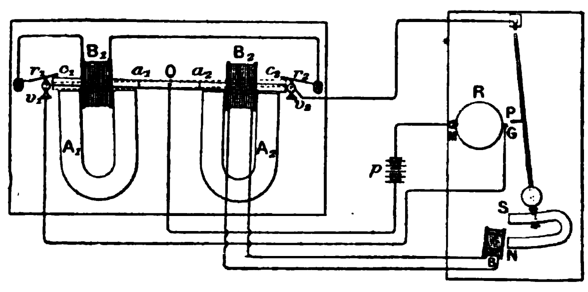


Fig. 2.

C'est cette disposition que j'ai adoptée dans tous les systèmes que j'ai étudiés depuis.

L'entretien du pendule se fait ici par des courants *induits* dûs au déplacement d'une palette de fer doux a_2c_2 (*fig.* 2) dans une bobine fixe B_2. La palette, qui peut recevoir un mouvement alternatif en oscillant autour du point O, s'approche ou s'éloigne en effet de l'aimant fixe A_2. Cette disposition rappelle un peu l'appareil classique bien connu sous le nom de « Coup de poing de Bréguet », employé pour l'explosion des mines.

Une caractéristique intéressante de ce dispositif est que la quantité d'électricité induite dans la bobine B_2 *est indépendante* de la vitesse d'attraction de la palette. Le pendule devient analogue à un *galvanomètre balistique* dont l'élongation (ici l'amplitude) mesure la quantité d'électricité qui passe dans la bobine.

Les mouvements de va-et-vient de la palette a_2c_2, qui doivent être synchrones avec le mouvement du pendule, étaient obtenus par une seconde palette a_1c_1, placée dans le prolongement de la première, dont elle est magnétiquement isolée, et qui réagissait sur l'aimant A_1 lorsque le courant de la bobine B_1, dans laquelle elle oscillait librement, circulait dans cette dernière.

En somme, la partie gauche du « restituteur » constituait un « relais polarisé » actionné par les contacts alternés fournis par le pendule et la pile *p*, et la partie droite, analogue à un coup de poing Bréguet, lançait les courants induits qu'elle produisait dans la bobine B réagissant directement sur le fer à cheval SN du balancier.

Sans entrer dans le détail du montage électrique qu'il est facile de suivre sur la figure, et disposé de manière à produire des attractions et répulsions alternatives de la palette en synchronisme avec le mouvement pendulaire, j'insisterai seulement sur le ressort R destiné à commander les émissions du courant moteur.

Ce ressort, constitué par une lame très mince d'acier destinée à la construction des spiraux de chronomètres de marine, était recourbé en forme de cercle.

Dans la position du pendule représenté par la *fig.* 2, il reposait sur une goupille G réglable. Au contraire, dans la demi-oscillation gauche du pendule, c'est à ce dernier qu'il amenait le courant de la pile *p*.

La forme même de ce ressort lui permettait de suivre le pendule dans tous ses mouvements *et rendait impossible tout frottement au point de contact.*

Des essais faits aux observatoires de Paris et de Hambourg, il résulte que les erreurs diurnes sont de l'ordre de 1 seconde par jour, soit une précision de 1 sur 100000 environ.

Pendule à échappement libre. — Dans les deux pendules précédents, il est nécessaire, pour suivre la marche de l'appareil, de lui faire commander à distance une seconde horloge munie de la minuterie indispensable.

C'est ce qui est fait habituellement dans les observatoires, afin de ne pas perturber le pendule régulateur étalon.

J'ai employé moi-même à l'Observatoire de Paris, dans ce but, d'abord une horloge de Hipp dont le principe est trop connu pour qu'il soit nécessaire de le rappeler ici, puis une horloge du type de la *fig.* 3, que je venais de réaliser pour l'usage civil [1] et qui a permis

---

[1] Brevet français du 1er août 1901, n° 313.144, et *Comptes Rendus de l'Académie*, 23 janvier 1905. — Ce sont des horloges construites d'après ce brevet qui sont à l'essai sur plusieurs lignes de chemins de fer et au métropolitain de Paris sous le nom : « Electriques Vigreux-Brillié ». Elles y sont utilisées tant comme transmettrices que comme réceptrices.

à M. Bigourdan, astronome, de suivre la marche du précédent pendule (*fig.* 2).

Cette troisième horloge (*fig.* 3), sans pouvoir espérer atteindre une précision aussi grande que les pendules précédemment décrits qui ne commandent pas de rouages, est caractérisée par la combinaison de l'aimant en fer à cheval et de la bobine fixe, avec un échappement du type connu en horlogerie sous le nom d'échappement à « coup perdu », c'est-à-dire n'utilisant qu'une des demi-oscillations du balancier pour faire progresser la minuterie.

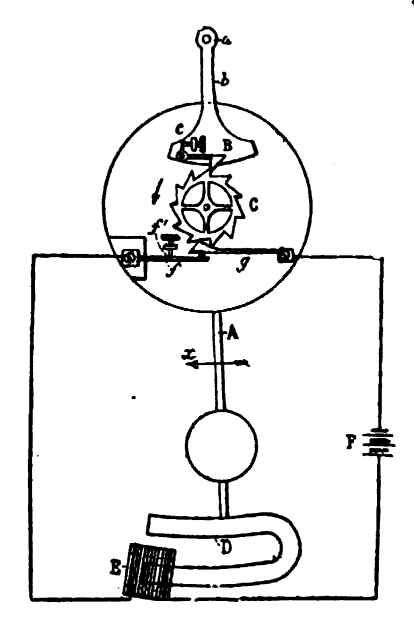


FIG. 3.

Il appartient à la catégorie des balanciers à réaction directe, la constance de l'impulsion dépendant de celle de la pile qui l'actionne. Mais, d'autre part, à cause de l'excellent rendement du système électro-magnétique, qui est voisin de 80 0/0, la dépense électrique est très faible, ce qui permet d'employer pour son entretien une *pile-étalon* pouvant fournir annuellement une quantité de courant de l'ordre de 1 ampère-heure sous 1 volt.

Un cliquet porté par une fourchette *b* comme il est représenté *fig.* 3, ou plus simplement solidaire du pendule, pousse d'une dent la roue

d'échappement, lorsque le pendule se déplace dans le sens de la flèche.

Au retour, ce cliquet se soulève, et la roue, retenue par le ressort-sautoir g, ne rétrograde pas. Un contact f pris sur le ressort-sautoir lance le courant de la pile F au moment du soulèvement de ce dernier.

Il est bien difficile de donner l'ordre de précision atteint dans un tel système ; il dépend évidemment du fini de la minuterie, et la constance de la marche dépend beaucoup de la constance des frottements mécaniques éprouvés par le balancier.

L'échappement est cependant plus libre que le type de Graham généralement employé dans les horloges et dit à repos frottants. La liaison de ce pendule avec les rouages ne dure en effet ici qu'un instant au lieu d'être permanente comme dans les horloges mécaniques ordinaires.

Pendule sans lien matériel. — L'une des causes les plus généralement invoquées pour expliquer les variations du pendule à entretien mécanique soustrait aux perturbations thermiques et barométriques, est l'inconstance des frottements mécaniques : le rancissement de l'huile de graissage et les variations de l'état hygrométrique de l'air [1] changent en effet le rendement du rouage, qui ne transmet normalement au balancier que 50 0/0 du travail dû à la chute du poids moteur.

Cependant les pendules électriques présentent de leur côté un certain nombre d'inconvénients qui leur sont inhérents : en effet, l'organe oscillant commande le contact nécessaire à son entretien ; or ces contacts ne pouvant être lubrifiés deviennent le siège de coincements très préjudiciables à une bonne marche. Les efforts dus au soulèvement du ressort ou du poids chargé d'assurer le contact perturbent en outre d'une façon profonde l'isochronisme du pendule, qui devient ainsi très sensible aux moindres variations d'amplitude, ainsi que je l'ai remarqué dès 1896.

Ces défauts généraux des pendules électriques étaient bien connus du regretté *Cornu*, qui appelait plaisamment l'horlogerie électrique : la rougeole des physiciens. Aussi, après une étude prolongée de cette question, s'était-il résolu à n'employer le courant

[1] Une horloge astronomique dont l'air de la caisse est complètement desséché par de l'acide sulfurique s'arrête généralement, à cause des grippements qui prennent naissance entre les rouages et les pignons.

électrique que pour maintenir d'accord avec une *pendule étalon* un certain nombre d'horloges dites *horloges secondaires réceptrices* et appelées par abréviation *récepteurs*. C'est ce procédé, dit de synchronisation, qui est utilisé dans les diverses salles d'observatoire ou pour maintenir en concordance les centres horaires des grandes villes.

Le pendule est avant tout un organe régulateur ; il faut y toucher le moins possible et lui demander le minimum d'efforts, si on veut en obtenir le maximum de régularité.

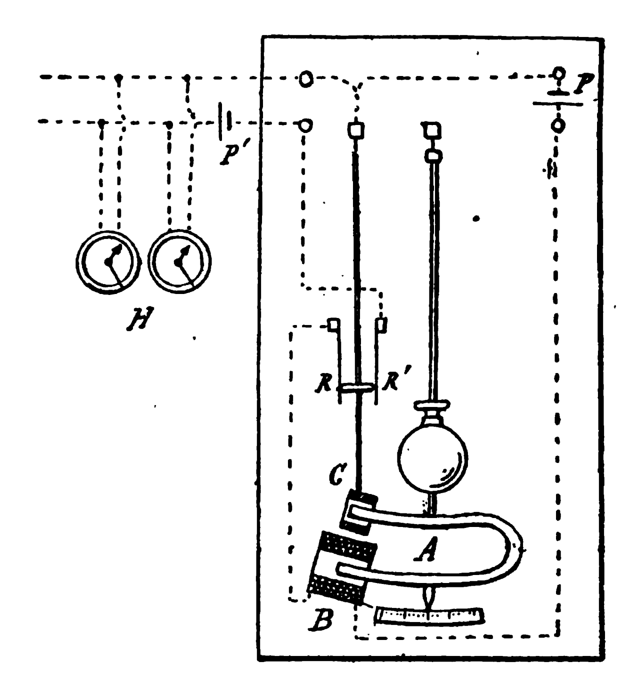


Fig. 4.

C'est pour réaliser aussi complètement que possible ces conditions que j'ai combiné un pendule d'un principe complètement nouveau [1] et que j'observe depuis bientôt deux ans dans mon laboratoire (*fig.* 4).

Il est caractérisé par le fait *qu'il ne touche aucun corps solide pendant son oscillation.*

(1) Brevet allemand 194.317 du 21 mars 1907.

La caractéristique nouvelle de mon dispositif réside dans le fait que le pôle libre de l'aimant oscille librement dans un anneau de

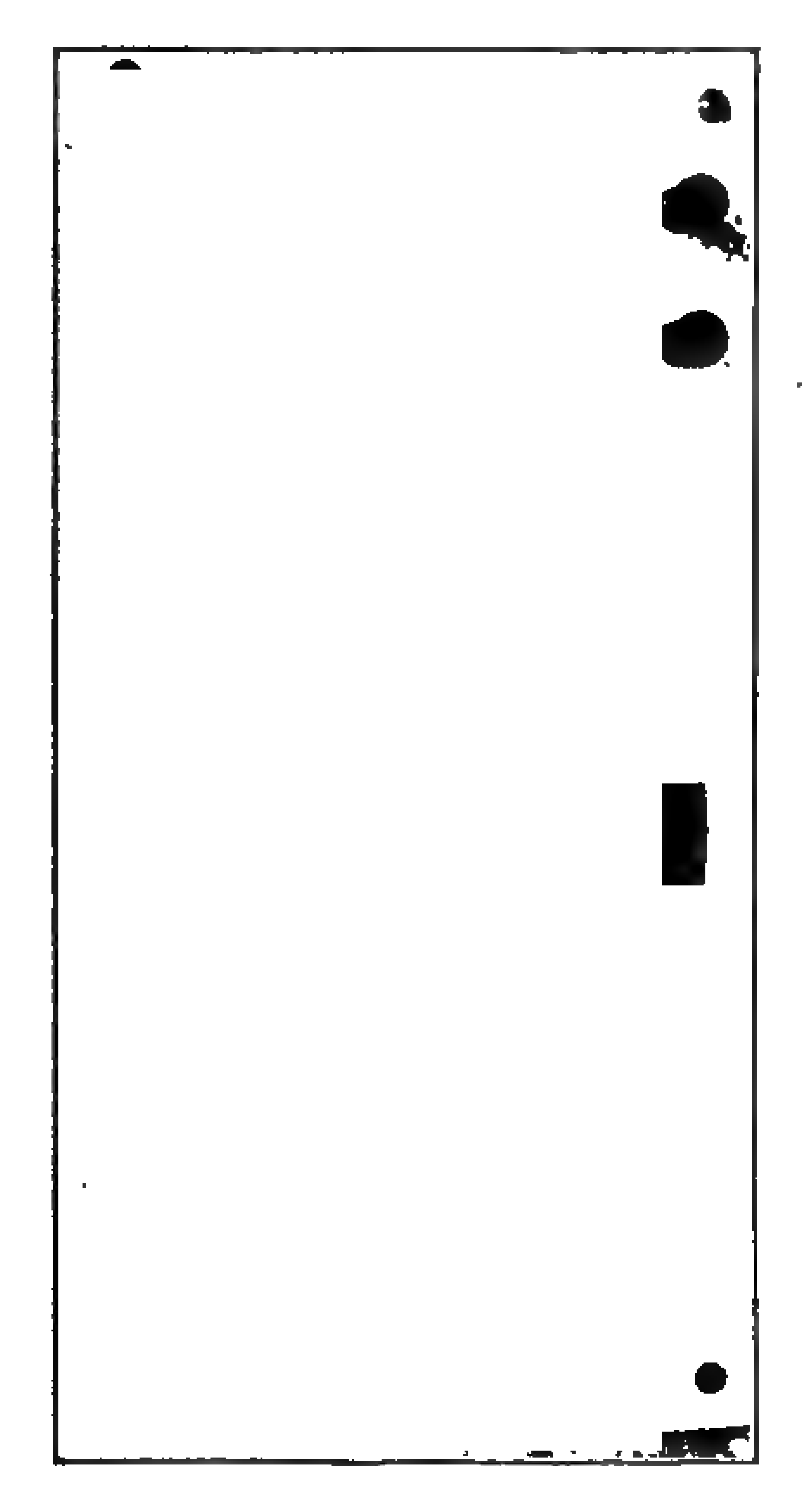


Fig. 5.

cuivre rouge C (*fig.* 4), formant la masse d'un petit pendule auxiliaire ayant la même durée d'oscillation que le pendule principal.

Un décalage de 1/4 de période se produit naturellement entre les oscillations des deux pendules, le pendule auxiliaire étant entraîné par la réaction sur l'aimant des courants induits qui prennent naissance dans la masse conductrice C. Le pendule principal n'est ainsi soumis qu'aux seuls frottements de l'air et de cet amortissement magnétique, tous deux constants.

C'est ce pendule auxiliaire qui est chargé de commander les deux contacts R *et* R′, dont le premier ferme sur la bobine d'entretien B le courant d'une pile constante P [1], et l'autre actionne ou synchronise par la pile P′ les récepteurs H, qui totalisent les oscillations du balancier A.

Ce pendule convenablement réglé jouit de la propriété intéressante de se mettre en marche dès qu'on ferme ses bornes sur une pile, ce qui permet de le disposer sous une cloche à pression constante même dans un endroit peu accessible (une cave à température constante, par exemple). La *fig.* 5 est une vue d'ensemble de l'appareil.

LA DIFFÉRENCE DE POTENTIEL ENTRE ÉLECTRODE ET ÉLECTROLYTE;

Par M. N.-A. HESEHUS.

Le but de cet article est d'expliquer les résultats des expériences récentes de M. H. Pellat [2]:

Mercure dans chlorure mercurique.

Concentration de l'électrolyte	Différence de potentiel
Saturation	— 0,0017 V.
. . . .	. . . .
— Millinormale	+ 0,0130 etc.

(Le signe + indique que le métal est à un potentiel plus élevé que celui de l'électrolyte.)

Ces résultats, étant en contradiction complète avec la théorie de M. Nernst, peuvent être expliqués au moyen des deux principes suivants [3]:

---

(1) La dépense annuelle, voisine de 1 watt-heure, permet d'employer pour cet entretien une pile-étalon quelconque convenablement disposée.

(2) *J. de Phys.*, mars 1908, p. 195.

(3) *Journ. de la Soc. ph.-ch. russe*, 1901; — *J. de Phys.*, 1902, p. 52.

1° *S'électrise + celui des deux corps chimiquement identiques en contact, pour lequel la densité superficielle (nombre de molécules étalées sur l'unité de surface) est la plus grande ;*

2° *Quand les densités superficielles des corps en contact sont les mêmes celui qui s'électrise + est celui dont la capacité de dissociation des molécules est la plus grande.*

Ces deux principes sont réunis dans la formule :

$$U_1 - U_2 = \frac{e}{c}(\delta_1 d_1 - \delta_2 d_2).$$

[$U_1 - U_2$ est la différence de potentiel ; e, la charge d'un électron ; c, la capacité électrique du condensateur formé par les deux surfaces (1 centimètre carré) en contact ; $\delta_1 d_1 - \delta_2 d_2$, le nombre d'électrons transportés de l'une des surfaces (1 centimètre carré) sur l'autre.]

Ainsi le signe — des résultats de M. Pellat correspond à la condition $\delta_1 d_1 < \delta_2 d_2$ de la formule. Comme la densité superficielle de l'électrolyte est moindre que celle de l'électrode ($d_2 < d_1$), on dit avoir $\delta_2 > \delta_1$, ce qui est tout à fait naturel ; la dilatation augmente la dissociation. Pour les dissolutions très étendues, d_2 devient très petit et la dissociation cesse d'augmenter. On voit qu'on aura enfin $\delta_1 d_1 = \delta_2 d_2$ et puis $\delta_1 d_1 > \delta_2 d_2$, ou $U_1 > U_2$, c'est-à-dire que le potentiel de l'électrode deviendra enfin +.

(Il faut ajouter que dans le dissolvant il ne restait plus aucun ion ; on ne pourrait pas déceler la différence de potentiel par la méthode de la chute des gouttelettes, car le dissolvant deviendrait alors un isolateur.)

Avril 1908.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. VII ; 1906.

E. LECHER. — Ueber den Wendepunkt des Peltiereffektes bei Eisen Kupfer (Sur le point d'inversion de l'effet Peltier au contact fer-cuivre). — P. 34-35.

A l'aide des diagrammes représentant la force thermoélectromotrice, on voit qu'on est conduit à des conséquences contradictoires,

suivant qu'on suppose la température d'inversion de l'effet Peltier plus élevée ou plus basse que la température d'inversion de la force thermoélectromotrice.

Cette contradiction disparaît si on suppose ces deux températures identiques.

LÉOPOLD KAHN. — Hydrodynamischer Vorlesungsapparat (Appareil de cours pour l'hydrodynamique). — P. 36-37.

Cet appareil est destiné à montrer la variation de pression le long d'un tuyau parcouru par un courant d'eau, pour différentes inclinaisons; ce tuyau T est fixé sur l'un des côtés d'un parallélogramme articulé en bois; ce parallélogramme porte parallèlement à ses autres côtés des traverses montées de manière à ce qu'elles restent verticales. Sur ces traverses sont fixés les tubes manométriques reliés à des tubulures du tuyau T par des caoutchoucs. Lorsque le tuyau T est fortement incliné dans le sens du courant d'eau, les manomètres accusent une pression négative, il se produit donc un effet de succion comme dans les trompes.

M. REICH. — Ueber Grosse und Temperatur des negativen Lichtbogenkraters (Grandeur et température du cratère négatif de l'arc voltaïque). — P. 73.

Méthode de mesure. — Lorsqu'il s'agit d'étudier la température de l'arc, à régime constant, on emploie le pyromètre optique de Wanner.

Ce pyromètre est fondé sur l'équation de Wien, d'après laquelle l'intensité lumineuse d'une source à la température T, pour la longueur d'onde λ est représentée par :

$$I = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Le rapport des intensités I_1 et I_2 de deux sources dont les températures sont T_1 et T_2, pour la longueur d'onde λ, est donc :

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}.$$

ce qui peut s'écrire :

$$\log \frac{I_1}{I_2} = -\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) \log e.$$

Cette relation permet de calculer T_1 quand on connaît T_2 et qu'on a déterminé $\frac{I_1}{I_2}$. Dans les présentes expériences, $\lambda = 0,6563\ \mu$. La source de comparaison est une lampe à incandescence étalonnée à l'aide d'une lampe Hefner.

Les dimensions du cratère sont mesurées à l'aide d'un viseur muni d'un micromètre oculaire.

Pour le régime variable, on emploie la méthode photographique. Les dimensions du cratère se déterminent directement sur les clichés à l'aide d'une machine à diviser. Quant à la température, on peut la déduire de l'opacité du cliché, mesurée par un procédé photométrique. Cette détermination de la température suppose qu'on connaît la relation entre l'opacité du cliché et l'intensité lumineuse. Or les courbes construites en prenant comme ordonnées l'opacité et comme abscisses les logarithmes de l'illumination (produit de l'intensité lumineuse par le temps de pose) se réduisent sensiblement à des droites, au moins dans leur région moyenne, correspondant aux poses normales. Soient donc i et i_0 deux intensités, s et s_0 les opacités correspondantes, on aura pour une même plaque :

$$\log \frac{i}{i_0} : (s - s_0) = C^{te}.$$

Cette équation permettra de calculer sur une même plaque le rapport des intensités I_1 et I_2 correspondant à des opacités S_1 et S_2, si on connaît ce rapport pour deux autres couples de valeurs :

$$\log \frac{I_1}{I_2} : (S_1 - S_2) = \log \frac{i}{i_0} : (s - s_0).$$

On déterminera la valeur du second membre en faisant une épreuve avec un objectif double ; chaque partie fonctionne à ouverture différente, le rapport de ces ouvertures étant connu.

Il faut encore connaître la loi suivant laquelle l'intensité lumineuse varie avec la température.

A cet effet, on applique le procédé qui vient d'être décrit à un « corps noir » porté à des températures qu'on mesure à l'aide du pyromètre. Ce corps noir est un tube de charbon rendu incandescent par un courant électrique. Entre 1 000 et 2 000°, l'intensité des rayons photogéniques croît à peu près comme la 14e puissance de la

température absolue.

Température	Exposant
1 670	14,7
1 720	14,5
1 840	14,2

Les courbes d'intensité et de différence de potentiel sont enregistrées à l'aide d'un oscillographe de Duddell.

On peut photographier le cratère sur une pellicule fixée à un miroir tournant ; mais les images manquent de netteté. Pour contrôler les résultats, on a photographié aussi l'arc alimenté par un courant continu intermittent, sur une plaque immobile pendant la durée de la pose. Un même système mécanique produit les interruptions de courant et démasque la plaque à différentes phases du phénomène.

Arc en régime stationnaire. — Avec la longueur d'arc employée (9 millimètres environ), le rayon du cratère négatif est représenté en fonction de l'intensité par la formule :

$$r = 0{,}01 + 0{,}009i \text{ centimètres.}$$

Si on augmente la longueur de l'arc, en maintenant invariable l'intensité du courant, le cratère devient plus grand ; le terme constant augmente, mais le coefficient de i ne varie guère.

La température du cratère négatif a été trouvée égale à 3140° (abs.) ; elle n'a pas varié avec la longueur de l'arc ou avec l'intensité (3 à 12 ampères).

Régime variable. — Influence de variations brusques ou lentes de l'intensité. — En diminuant la résistance du circuit, on augmente l'intensité du courant : le cratère grandit. Mais cet accroissement est en retard sur celui de l'intensité : c'est-à-dire que le cratère est, pour une intensité établie brusquement, toujours plus petit que pour la même intensité en régime stationnaire. Tandis que, d'après les courbes de l'oscillographe, l'intensité atteint sa valeur de régime après 1/200e de seconde, le cratère n'acquiert les dimensions correspondantes qu'au bout de 1/10e de seconde.

Si, au lieu de diminuer l'intensité, on l'augmente, des phénomènes analogues se produisent en sens inverse. Le cratère devient flou sur les bords qui se refroidissent, puis prend ses dimensions définitives plus rapidement d'ailleurs que dans le cas précédent.

Extinction et allumage de l'arc. — A la rupture du circuit, l'intensité et la différence de potentiel tombent rapidement à zéro et le cratère commence à se refroidir. Si on rétablit la force électromotrice avant que la température du cratère ne se soit abaissée au-dessous d'une certaine limite, l'arc se rallume.

Lorsque le circuit renferme une self-induction, les dimensions du cratère restent en retard sur celles qui correspondent au régime stationnaire.

Dans un arc alimenté par un courant pulsant, la grandeur du cratère reste au-dessous de sa valeur normale et sa variation présente en outre un retard de phase sur celle du courant.

La température est plus élevée pendant la période d'accroissement.

Avec le courant alternatif, le cratère ne prend à aucun moment de forme nette.

Théorie. — Dans l'arc stationnaire, la température de la cathode est indépendante de l'intensité. Par conséquent, le nombre d'électrons émis par l'unité de surface du cratère et la chute de potentiel à la cathode sont indépendants de l'intensité. On a trouvé que le diamètre du cratère est fonction linéaire de l'intensité :

$$r = m + ni;$$

sa surface est donc une fonction du second degré :

$$S = a + bi + ci^2.$$

La quantité d'électrons nécessaire à l'entretien de l'arc est fournie presque exclusivement par la cathode : elle dépend du produit de la surface du cratère par une fonction de la température.

La température restant constante, cette quantité d'électrons est proportionnelle à S. Pendant le régime stationnaire, cette quantité est égale à celle des ions disparus, soit parce qu'ils se rendent à l'anode, soit parce qu'ils se réunissent à des ions de nom contraire ou à des molécules neutres.

Le nombre de ces derniers est d'autant plus grand que la différence de potentiel est plus petite : or celle-ci décroît quand l'intensité augmente. On peut donc admettre que ce nombre est proportionnel à i^2. D'autre part, il est d'autant plus petit par rapport à celui des électrons qui arrivent jusqu'à l'anode que l'arc est plus court.

Donc, plus l'arc sera court, plus sera réduite l'importance du terme ci^2 dans la formule.

En fait, les expériences montrent que dans les arcs courts la surface du cratère, dans les arcs longs le diamètre varient comme la première puissance de l'intensité.

La période variable qui se produit quand on fait varier l'intensité comprendra trois phases.

La première pendant laquelle la grandeur du cratère et la température n'ont pas encore changé : l'émission d'électrons par la cathode n'est pas accrue en même temps que l'intensité, d'où un accroissement de la différence de potentiel.

Pendant la seconde phase, la température du cratère s'est élevée au-dessus de sa valeur normale, et il peut émettre les électrons en nombre correspondant à la nouvelle intensité. Enfin, pendant la troisième, le cratère prend peu à peu les dimensions propres à cette intensité et sa température redevient normale. Plus la variation du courant est lente, plus courtes sont les deux premières phases.

H. BENNDORF. — Ueber ein mechanisch registrierendes Elektrometer für luftelektrische Messungen (Electromètre à enregistrement mécanique pour les mesures de l'électrisation atmosphérique). — P. 98-101.

L'enregistrement est intermittent : à intervalles de temps égaux, le jeu de l'armature d'un électro-aimant appuie un index d'aluminium solidaire de l'aiguille de l'électromètre sur une feuille de papier. Cette feuille est enroulée sur un tambour animé d'un mouvement de rotation uniforme.

R.-W. WOOD. — Die Fluorescenz des Natriumdampfes bei Erregung mit monochromatischem Lichte (Fluorescence de la vapeur de sodium excitée par une lumière monochromatique). — P. 105-106.

Le spectre de cette fluorescence est formé par une série de lignes nettes et brillantes, sans trace de cannelures. Ces lignes sont bien marquées, même dans les régions spectrales où la lumière blanche n'excite qu'une fluorescence très faible.

M. EDELMANN. — Ein kleines Saitengalvanometer mit photographischen Registrierapparat (Petit galvanomètre à corde avec enregistrement photographique). — P. 115-122.

Ce galvanomètre est constitué par un fil d'argent ou mieux de quartz argenté, tendu entre les pièces polaires d'un aimant(1). Dans le petit modèle, cet aimant est un aimant permanent. Avec un fil de quartz suffisamment fin ($0^{mm},003$), on obtient une déviation de 1 millimètre pour $8 . 10^{-10}$ ampère.

Chr. FUCHTBAUER. — Ueber eine von Kanalstrahlen erzeugte Sekundärstrahlung und über eine Reflexion der Kanalstrahlen (Rayonnement secondaire dérivé des rayons-canal et réflexion de ceux-ci). — P. 152-157.

Les rayons-canal, rencontrant une lame de métal, provoquent une émission secondaire négative par ce métal. L'intensité de cette émission varie avec la nature du métal : le platine est celui qui donne la plus petite valeur ; le cuivre et l'argent se comportent de la même manière ; le zinc fournit un courant qui est égal à 1,3 fois le courant provoqué par les rayons-canal ; l'aluminium, 2,8 à 3 fois.

L'intensité des radiations positives réfléchies par le métal, qu'on peut séparer des précédentes par l'action d'un champ magnétique, est beaucoup plus faible, 10 0/0 environ du courant primaire.

Les intensités de l'émission secondaire varient peu avec la différence de potentiel qui a produit les rayons-canal, entre 31 000 et 20 000 volts. Au-dessous, surtout à partir de 15 000, l'émission devient plus faible et, vers 4000 volts, le zinc et l'aluminium restent seuls négatifs ; tous les autres métaux donnent lieu à une réflexion positive.

H. Willy SCHMIDT. — Ueber Eichung und Gebrauch von Blattelektrometern (Etalonnage et emploi des électromètres à feuilles). — P. 157-160.

L'erreur qui affecte la détermination d'une chute de potentiel pendant un intervalle de temps donné est beaucoup plus considérable que celle qui atteint la mesure d'une différence de potentiel.

Pour y remédier, on peut observer la feuille de l'électromètre à

(1) Cf. Einthoven, *J. de Phys.*, [4], III, p. 369 et 865.

l'aide d'un microscope muni d'un oculaire micrométrique, ce qui permet de réduire la grandeur des élongations. De plus, on détermine directement la différence de potentiel relative qui correspond à l'intervalle de deux divisions.

On y parvient en exposant l'électromètre chargé au rayonnement d'un sel de radium et mesurant le temps nécessaire pour que la feuille passe d'une division à l'autre.

La sensibilité décroît depuis le zéro de l'échelle jusqu'à l'extrémité d'une manière continue, si la feuille d'aluminium est bien choisie.

W. HOLTZ. — Zur Darstellung Lichtenbergscher Figuren in Vorlesungen (Préparation des figures de Lichtenberg dans les cours). — P. 162.

Il convient de charger la bouteille de Leyde dans une autre salle, parce que l'expérience ne réussit bien que si la plaque d'ébonite est complètement désélectrisée.

N.-A. HESEHUS. — Ueber die Lichtempfindlichkeit des Selens (Sur la sensibilité du sélénium à la lumière). — P. 163-168.

Soient c_0 la conductibilité du sélénium dans l'obscurité ; c, la conductibilité quand il est éclairé ; r_0 et r, les résistances correspondantes :

$$m = \frac{c - c_0}{c} = \frac{r - r_0}{r};$$

m', la valeur de m qui correspond à une intensité d'éclairement quatre fois plus grande.

L'auteur a montré que le quotient $\frac{m'}{m}$ devait varier entre 4 et 1 quand l'intensité d'éclairement varie de 0 à ∞. A l'aide des données expérimentales dont il disposait, il avait trouvé en effet des nombres compris entre 3 et 1,3. Les expériences de Ruhmer permettent une vérification plus étendue.

Pour les faibles éclairements, 4 lux ou bougies-mètres, $\frac{m'}{m} = 3.6$ et même 3,8 ; pour les éclairements intenses, 20 000 à 80 000 lux, $\frac{m'}{m} = 1,2$ et même 1,14.

La valeur de m peut servir à caractériser les diverses modifications du sélénium, en prenant l'éclairement de 4 à 5 lux : m est $\geqq 1$ pour le sélénium mou, $< \frac{1}{2}$ pour le sélénium dur.

La variation de conductibilité peut être représentée par une expression de la forme :

$$i = a(b^m - 1),$$

où i désigne l'intensité de la lumière.

Pour le sélénium mou, $a = 5$, $b = 2$. Mais, pour le sélénium dur, la formule ne se vérifie pas : si on suppose a constant, b est beaucoup plus grand pour une illumination faible que pour une illumination intense. Du reste, pour l'une et l'autre variété, on constate, quand l'illumination est très intense, des irrégularités : il est probable qu'il se produit une forme allotropique passagère, plus sensible à la lumière.

Le sélénium illuminé ne revient pas immédiatement à son état primitif quand on a supprimé la lumière; ces résidus de variation suivent des lois tout à fait analogues à celles des résidus de déformations élastiques. En particulier, la durée du retour à l'état initial dépend de la durée de la transformation. Si le sélénium a été alternativement maintenu à la lumière et à l'obscurité, sa résistance diminue d'abord, puis augmente sans qu'il y ait changement dans les conditions extérieures. Les vibrations mécaniques exercent la même influence sur l'effet résiduel du sélénium que sur la charge résiduelle d'un condensateur ou la déformation résiduelle d'un corps élastique.

Il semble donc que la propagation de l'effet de l'illumination d'une molécule à l'autre du sélénium rencontre une sorte de résistance de frottement, qui est atténuée par les vibrations extérieures.

La variation de résistance du sélénium n'est pas due à un effet chimique (expériences de Berndt).

L'hypothèse la plus plausible paraît aujourd'hui celle d'une dissociation allotropique. Le calcul fondé sur cette hypothèse conduit à la formule donnée ci-dessous :

$$i = a(b^m - 1),$$

mais b n'a plus même signification.

Quant aux phénomènes résiduels, la théorie n'en peut donner qu'une explication approximative, en imitant ce qu'on fait pour les

déformations élastiques. On arrive à un accord satisfaisant avec l'expérience en admettant que la vitesse de transformation est proportionnelle à la racine carrée de la différence entre la valeur définitive et la valeur actuelle de la variable :

$$\frac{dx}{dt} = k\sqrt{n - x}.$$

Le coefficient k n'est pas rigoureusement constant, mais tend à augmenter vers la fin.

E. GEHRCKE. — Hypothese über die Entstehung von Kanalstrahlen grosser Masse (Hypothèse sur l'origine des rayons-canal de grande masse). — P. 181-182.

D'après cette hypothèse, les rayons-canal de grande masse ne seraient autre chose que les produits de la pulvérisation de la cathode. Les corpuscules enlevés à la cathode sont chargés négativement ; mais ils deviennent bientôt positifs en perdant des électrons négatifs sous l'action de la lumière ultra-violette.

On explique ainsi aisément les propriétés suivantes : Le rayonnement renferme des rayons inégalement déviables par l'aimant, car il est vraisemblable que tous les corpuscules n'ont pas la même masse et la même vitesse. Les rayons-canal cessent de se produire dans le vide extrême où la luminescence du gaz et le rayonnement cathodique diminuent. La masse transportée par les rayons-canal dans un tube de moyennes dimensions est bientôt plus grande que la masse totale du gaz, d'après le calcul de W. Wien. Les raies du métal, qui apparaissent dans le spectre de la lumière des rayons-canal, doivent présenter l'effet Doppler : ce qui a été prévu aussi par J. Stark et Hermann.

F. KRUGER. — Batterie für elektrostatische Messungen (Batterie pour les mesures électrostatiques). — P. 182.

Cette batterie est formée de petits éléments Weston au cadmium, contenus dans des tubes de verre de 5 millimètres de diamètre et de quelques centimètres de haut.

B. VON CZUDNOCHOWSKI. — Ueber ein Verfahren zur Erregung elektrischer Schwingungen durch oszillatorische Ladung (Procédé pour produire des oscillations électriques à l'aide d'une charge oscillante).

Une grande bouteille de Leyde L_1 est chargée par une bobine d'induction. De ses armatures partent deux fils, qui aboutissent aux armatures externes de deux petites bouteilles l_1, l_2 ; sur chacun d'eux est intercalé un exploseur, f_1, f_2.

Les armatures externes de l_1 et l_2 sont réunies par un fil sur lequel sont intercalés une bobine S_1, un exploseur F et une bobine S_2.

Quand la bouteille L_1 se décharge sous forme oscillante par f_1 et f_2, il se produit, entre les armatures de l_1, l_2, une différence de potentiel.

Si le maximum de celle-ci est supérieur à la différence de potentiel explosive correspondant à F, l'étincelle éclate en F, déchargeant les bouteilles l_1, l_2, et des oscillations se produisent dans le fil reliant leurs armatures internes.

E. SOMMERFELDT. — Ein neuer Typus optisch zweiachsiger Kristalle (Nouveau type de cristal biaxe). — P. 207.

Le composé $C^9H^{12}O^4$, polymère de l'éther méthylique de l'acide mésityloxydoxalique, cristallise en cristaux du système appelé monoclinique hémiédrique, mais par ses propriétés optiques se rattache aux hémimorphes.

Les plus gros cristaux n'ont guère que 2 millimètres et se présentent généralement sous forme de tables dont les faces sont perpendiculaires au plan de symétrie.

En examinant ces cristaux dans le microscope polarisant normalement à ces faces, on constate que le plan des axes optiques est parallèle au plan de symétrie et que la dispersion est inclinée.

Dans la première position principale, on n'observe pas de croix noire comme dans les biaxes ordinaires, mais seulement la branche qui joint les traces des axes. Si on fait tourner le cristal d'un petit angle, les lignes neutres s'incurvent, mais restent floues sur les bords du champ et interrompues comme des lignes pointillées. La

perpendiculaire à la trace du plan de symétrie n'est plus un axe de symétrie.

Dans la deuxième position principale, les lignes neutres hyperboliques et les lignes isochromatiques ont l'aspect ordinaire.

H. BORUTTAU. — Zur Geschichte, Konstruktion und Wirkung des Kapillartelephons (Histoire, construction et fonctionnement du téléphone capillaire). — P. 229-233.

Le téléphone capillaire est formé d'un transmetteur et d'un récepteur identiques. Ce sont deux tubes terminés par une pointe capillaire, contenant du mercure, qui plongent dans un vase plus large. Ce vase renferme au fond une couche de mercure et par-dessus de l'eau acidulée. Le tube est presque complètement rempli et est fermé par une plaque mince. Quand un son est produit devant cette plaque. elle entre en vibrations; ces vibrations se communiquent à la colonne d'air qui surmonte le mercure, puis au mercure lui-même. Il s'ensuit des déformations du ménisque et une variation du potentiel. Le fil de ligne réunit, d'une part les mercures larges, d'autre part les pointes. Il se produit dans ce circuit un courant qui provoque des déformations du ménisque récepteur et des vibrations de la plaque identique à celle du transmetteur : celles-ci reproduisent le son.

Le tube simple peut être remplacé avec beaucoup d'avantages par un « chapelet capillaire » (Bréguet et Lippmann).

Le physiologiste suédois Loven avait indiqué une autre forme. Le tube est en verre mince et n'a pas plus de 2 centimètres de long : il est étranglé dans le milieu, qui est occupé par une goutte d'eau acidulée séparée en deux parties. Le reste du tube est rempli de mercure, et chaque extrémité porte un fil de platine scellé dans le verre. Ce tube est mastiqué sur une planchette de sapin très mince sur laquelle est fixée aussi une petite potence en bois très léger; le tube est suspendu à la traverse par un fil de soie aussi fortement tendu que possible.

Avec un système de deux tubes semblables, on peut transmettre la parole très nettement, même quand une résistance de 100 000 ohms est introduite dans le circuit.

L'auteur a répété ces essais de Loven, mais avec moins de succès. Mais, avec un récepteur capillaire associé à un microphone, il a obtenu une excellente reproduction de la parole et de la musique ;

l'intensité était moindre, mais le son plus pur que ne le donne un récepteur électromagnétique. Mais, au bout d'un câble de 60 kilomètres, le récepteur capillaire est inférieur au récepteur ordinaire.

Les résultats ne sont pas meilleurs avec plusieurs récepteurs capillaires groupés en tension.

Il vaut mieux employer comme transmetteur un système de trois tubes : deux, à parois relativement épaisses, forment les montants de la potence; l'autre, de la dimension de celui de Loven, est disposé de la même manière. Le son transmis n'est pas très intense, mais est parfaitement net.

Il est à remarquer que le téléphone capillaire peut fonctionner très longtemps sans se détériorer. Si on l'emploie comme récepteur ou un microphone transmetteur, il peut arriver, par la transmission de bruits très forts, que des bulles de gaz se dégagent dans l'eau acidulée, mais sans inconvénient grave pour la reproduction du son.

J. NAHL. — Zur Theorie der Diffusion der Gase (Sur la théorie de la diffusion des gaz). — P. 240.

Le coefficient de diffusion de deux gaz, calculé par Langevin, dans le cas où les molécules se comportent comme des sphères élastiques, est identique à celui qu'a donné Stefan. Il suffit d'introduire dans L'expression de Stefan l'hypothèse faite par Langevin que la répartition des vitesses des molécules obéit à la loi de Maxwell. Cette hypothèse n'est d'ailleurs pas légitime, ainsi que l'a montré Boltzmann.

G. JAUMANN. — Notiz über die Verdampfungsges chwindigkeit überhitzten Wassers (Note sur la vitesse de vaporisation de l'eau surchauffée). — P. 241.

En admettant que la vitesse de vaporisation est proportionnelle, en première approximation, à la surchauffe (différence entre la température de l'eau et la température d'ébullition normale sous la pression qu'elle supporte), on peut trouver l'équation de la méridienne du jet de vapeur sortant d'une chaudière dans l'air libre. On peut comparer ensuite la forme de la courbe ainsi calculée à celle qu'on observe sur une photographie du jet.

W. HOLTZ. — **Die Darstellung von Kraftlinien und die Dielektrizitatkonstante (Spectres de lignes de force et pouvoir inducteur). — P. 258.**

L'auteur pense, comme Seddig [1], que l'expérience des spectres électriques avec les poudres isolantes ne réussit que dans les liquides dont le pouvoir inducteur est moindre que celui de la poudre, et que la conductibilité joue aussi un rôle important.

Ces spectres ne sont pas de tout point comparables aux spectres magnétiques.

O. LUMMER et Cl. SCHAEFER. — Demonstrationsversuche zum Beweise des d'Alembertschen Prinzips (Expériences de cours pour la démonstration du principe de d'Alembert). — P. 269-272.

Sur une bascule est placé un plan incliné dont on peut faire varier l'inclinaison. La partie supérieure du plan porte un crochet auquel on attache par des fils fins des corps de différentes masses, qu'on équilibre par des poids placés dans le plateau. Si on brûle le fil, le corps *glisse* le long du plan incliné. La force d'inertie $M\frac{d^2x}{dt^2}$, dirigée vers le haut, diminue son poids et la balance s'incline.

On a :

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = Mg\sin\alpha,$$

parallèle au plan incliné ; la composante verticale est :

$$Mg\sin^2\alpha,$$

et la pression sur le plancher de la bascule n'est plus que :

$$M(g - g\sin^2\alpha) = Mg\cos^2\alpha.$$

Si on enlève dans le plateau les poids faisant équilibre à $Mg\sin^2\alpha$, la balance n'est plus en équilibre quand le corps est en repos, mais y revient quand le corps est en mouvement.

Si le corps *roule* au lieu de glisser, la perte de poids dépendra de son moment d'inertie.

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 146.

Deux autres expériences qualitatives seulement fournissent aussi une démonstration.

Un pendule, oscillant dans un plan, est suspendu à l'un des bras d'une balance. Quand le pendule descend, le bras de la balance remonte ; quand le pendule remonte, le bras descend ; le fléau effectue ainsi des oscillations de même période que celles du pendule. L'amplitude dépend du rapport des périodes propres des deux systèmes et est maximum quand elles sont égales.

Si le pendule oscille comme un pendule conique et que sa trajectoire soit dans un plan horizontal, la balance n'oscille pas.

P. EHRENFEST. — Zur Stabilitätsfrage bei Bucherer-Langevin-Elektronen (Stabilité des électrons de Bucherer et Langevin). — P. 302.

L'électron tel que le supposent Bucherer et Langevin ne peut être stable, car, sous la forme sphérique, son énergie potentielle est maximum, que la charge soit homogène dans tout le volume ou superficielle avec une densité uniforme.

L. MANDELSTAM et N. PAPALEXI. — Ueber eine Methode zur Erzeugung phasenverschobener schneller Schwingungen (Méthode pour produire des vibrations rapides représentant une différence de phase). — P. 303-306.

Les deux circuits I et II, aussi identiques que possible, qui doivent être le siège des vibrations décalées, sont réunis entre eux par un circuit intermédiaire III (*fig.* 1). Le circuit I comprend les condensateurs c'_1 et c'_2, la self-induction L_1 et l'exploseur f_1 ; le circuit II, les condensateurs c''_1 et c''_2, la self-induction L_2. Le circuit III est formé par les condensateurs c'_3, c''_3, les self-inductions L'_3 et L''_3 et la self-induction L, cette dernière reliant les pôles de l'exploseur f_2.

Les circuits I et II n'étant réunis avec le circuit III que par les exploseurs f_1 et f_2, on peut les considérer comme indépendants et appliquer à chacun d'eux l'équation de Thomson.

La présence de L empêche les condensateurs c'_2 et c''_2 de se charger en même temps que c'_1 et c''_1 et, d'autre part, la grandeur de cette self-induction en fait un obstacle à la décharge. Le circuit II ne sera donc chargé qu'après l'explosion de l'étincelle f_1, au bout d'un temps qui dépendra des caractéristiques du circuit III.

Si n est la fréquence propre du circuit I, v celle du circuit III, la différence de phase entre les vibrations de I et de II sera :

$$\gamma = \frac{\pi}{n}(v - n).$$

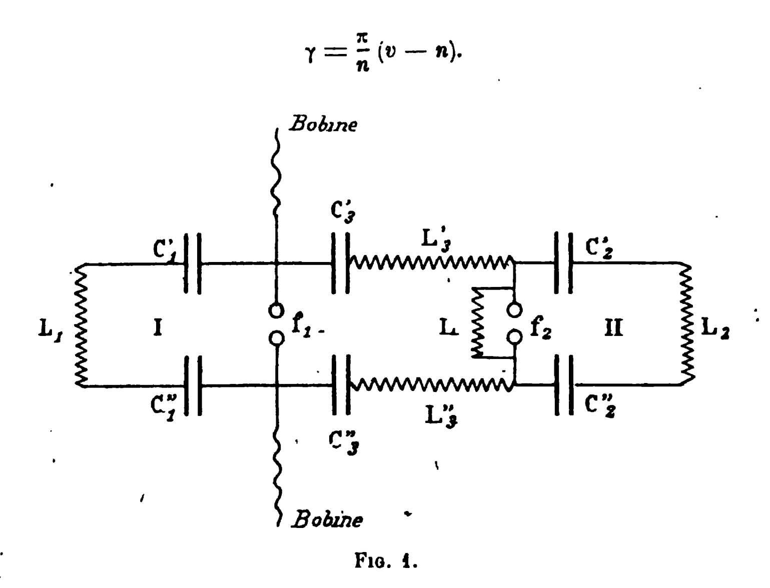


Fig. 1.

On peut faire une vérification expérimentale en faisant agir les deux circuits sur deux bobines séparées d'un circuit résonateur contenant un bolomètre. On compare les indications du bolomètre suivant que les deux bobines sont en série ou en opposition.

Fr. FISCHER et Fr. BRAEHMER. — Die Umwandlung des Sauerstoffs in Ozon bei hoher Temperatur und die Stickstoffoxydation (Transformation de l'oxygène en ozone à haute température et oxydation de l'azote). — P. 312-316.

Un jet d'hydrogène sortant d'un tube de quartz a été enflammé et la flamme dirigée dans l'air liquide. L'air, en grande partie évaporé, laisse des flocons bleuâtres qui sont un mélange de glace et d'acide azoteux. Le liquide filtré, puis évaporé, laisse de l'ozone sous forme d'anneaux faiblement colorés en bleu. On ne constate pas la présence d'eau oxygénée.

La combustion dans l'air liquide de l'oxyde de carbone, de l'acétylène, du sulfure de carbone, du soufre, du charbon, du bois, donne des résultats analogues.

Dans l'oxygène pur, la combustion de l'hydrogène ne donne que de l'ozone.

Au contact d'un fil de platine maintenu incandescent au sein de l'air liquide, il se forme de l'ozone tandis qu'à l'air libre on obtient du bioxyde d'azote.

Si on remplace le platine par le filament d'une lampe Nernst, il se forme encore uniquement de l'ozone. Avec l'arc brûlant dans l'air liquide, l'ozone est mélangé d'oxydes de l'azote.

La formation d'ozone provoquée par le filament de Nernst n'est pas due aux rayons ultra-violets.

On ne constate pas la production d'ozone dans l'air libre, parce que le refroidissement n'est pas assez brusque.

H. MACHE. — Ueber die Diffusion von Luft durch Wasser (Diffusion de l'air dans l'eau). — P. 316-318.

Une bulle d'air entourée d'eau est sous une pression égale à la pression atmosphérique augmentée de la pression capillaire, de la pression hydrostatique due au liquide qui la surmonte et à l'excès de la force élastique de la vapeur d'eau à l'intérieur de cette bulle sur la force élastique à l'extérieur. Ce dernier terme est toujours petit vis-à-vis des autres et le deuxième peut être négligé, si la bulle n'est pas à une grande profondeur.

En calculant la vitesse de diffusion dans ces conditions, on trouve que la quantité de gaz perdue par la bulle est proportionnelle au temps.

Si la bulle adhère à une paroi, on peut tenir compte de l'influence de cette paroi, en employant un procédé de calcul analogue à celui des images électriques de Murphy.

Ces résultats sont vérifiés d'une manière satisfaisante par l'expérience.

J. KONIGSBERGER. — Ueber den Temperaturgradienten der Erde bei Annahme radioaktiver und chemischer Prozesse (Sur le gradient de la température du sol dans l'hypothèse de phénomènes radioactifs ou chimiques). — P. 297-300.

Si q est la quantité de chaleur dégagée pendant l'unité de temps dans l'unité de volume, K la conductibilité calorifique, θ la tempé-

rature,

$$(1) \qquad \Delta\theta = -\frac{q}{K}.$$

Comme les observations ne s'étendent qu'à une distance de la surface très faible relativement au rayon terrestre, il est indifférent de calculer la répartition de la température d'après (1) ou d'après l'équation :

$$\Delta\theta = 0.$$

H. RUBENS. — Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents (Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la calorie). — P. 272-276.

Le calorimètre est un tube de laiton rempli d'huile, pouvant tourner autour d'un axe horizontal perpendiculaire à son axe géométrique, en son milieu. Un cylindre de plomb, remplissant presque entièrement la moitié du tube, tombe dans celui-ci quand on le fait tourner de 180°, en fournissant un travail :

$$T = ph\,\frac{s - s_1}{s}.$$

si p désigne le poids en kilogrammes du plomb, h la hauteur de chute en mètres, s et s_1 les poids spécifiques du plomb et de l'huile.

Le calorimètre porte une double enveloppe formant chemise d'air, pour atténuer les pertes par rayonnement.

L'élévation de température obtenue après 450 demi-tours est d'environ 2°,35.

Les écarts dans une série de mesures ne dépassent pas 2 0/0 par rapport à la moyenne.

F. WACKER. — Ueber Gravitation und Elektromagnetismus (Gravitation et électromagnétisme). — P. 300-302.

Lorentz explique la gravitation en admettant que l'attraction entre deux électrons de signe différent est $\frac{\beta}{\alpha}$ plus grande que la répulsion entre deux électrons de même signe. En prenant arbitrairement $\alpha = 1$ et la constante de la gravitation égale à $2(\beta - \alpha)$, on déduit de là la loi de Newton pour les masses en repos. Si les masses

sont en mouvement, il faut introduire des termes dépendant des vitesses.

Lorentz a considéré la masse comme constante; mais M. Wein a montré que les masses des électrons qui constituent la matière doivent dépendre de la vitesse.

L'auteur a répété les calculs de Lorentz sur le mouvement de Mercure en tenant compte de cette variation.

Qu'on suppose le Soleil immobile dans l'éther et les électrons indéformables ou déformables, ou bien que l'éther est immobile par rapport aux étoiles fixes et les électrons indéformables, la variation séculaire du périhélie de Mercure, calculée d'après ces hypothèses, est très différente de la variation réelle.

M. LAMOTTE.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XIV; 1er semestre 1907.

K. HONDA et TERADA. — On the change of elastic constants of ferromagnetic substances by magnetization (Sur le changement des constantes élastiques des substances ferromagnétiques par l'aimantation). — P. 36.

La constante élastique d'une substance dans un champ magnétique donné peut être définie comme le rapport de la tension appliquée à la déformation produite, le champ étant supposé constant.

Le changement d'élasticité étudié ici est la différence des valeurs que présente ce rapport pour une substance magnétique considérée, quand le champ magnétique est établi, puis supprimé.

La théorie de la magnétostriction suppose que la variation d'élasticité est indépendante de l'ordre selon lequel sont successivement appliqués le champ et la tension, et repose sur la relation connue :

$$(1) \qquad \frac{\partial}{\partial H}\left(\frac{\partial \xi}{\partial s}\right) = \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial \xi}{\partial H}\right),$$

où ξ représente soit un élément de longueur, soit un élément angulaire (angle de torsion) de l'échantillon considéré; s est la tension appliquée, et H le champ magnétique.

Si l'on désigne par M le module d'élasticité, on a :

$$\frac{\partial \xi}{\partial s} = \frac{c}{M},$$

c étant une constante.

Par suite, M et M_0 désignant les valeurs du module correspondant aux valeurs H et 0 du champ, on a :

$$\frac{1}{M_H} - \frac{1}{M_0} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s} = \frac{\frac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s}}{M_0 \frac{\partial \xi_0}{\partial s}},$$

c'est-à-dire :

$$\text{(2)} \qquad \frac{M_H - M_0}{M_H} = - \frac{\frac{\partial (\xi_H - \xi_0)}{\partial s}}{\frac{\partial \xi_0}{\partial s}}.$$

La validité de la relation (2) dépend de celle de la relation (1). Or la relation (2) peut être soumise au contrôle de l'expérience. Les déterminations expérimentales montreront ainsi dans quelles limites est valable la relation (1), c'est-à-dire l'hypothèse qu'elle suppose.

Les déterminations expérimentales effectuées dans le présent travail se divisent en deux groupes :

Expériences sur le changement d'*élasticité*, expériences sur le changement de *rigidité*.

Les échantillons soumis aux essais étaient : du fer de Suède, de l'acier au tungstène, du nickel et des aciers au nickel de différentes teneurs.

Ces échantillons étaient essayés sous forme de fils.

Les observations peuvent être résumées ainsi :

1° Avec le fer de Suède et l'acier au tungstène, la variation des constantes élastiques est généralement positive, mais très petite (moins de 0,5 0/0).

Les changements d'élasticité et de rigidité présentent non seulement la même allure générale, mais encore les mêmes rapports quantitatifs.

2° Avec le nickel, la variation des constantes élastiques est notable. Le changement d'élasticité atteint 15 0/0, et le changement de rigidité 7 0/0. Quand le champ augmente, les constantes élastiques vont d'abord en décroissant, puis ensuite en croissant.

3° Pour l'échantillon à 28,74 0/0 de nickel, l'aimantation accroît très peu les constantes élastiques.

Pour les échantillons à 50,72 0/0 et 70,32 0/0, l'accroissement de la valeur des constantes élastiques devient comparable à celui que l'on obtient avec le nickel pur.

Les valeurs que fournissent les différentes méthodes de mesure employées coïncident. Toutefois la variation obtenue par la méthode indirecte est toujours plus grande que celle que l'on obtient par la méthode directe.

Les résultats montrent que la relation (2) ne se trouve pas satisfaite *en général*. Il en est donc de même de la relation (1) et des hypothèses qui permettent de l'établir.

BERTRAM HOPKINSON. — On the measurement of gas-engines temperatures (Sur la mesure des températures des moteurs à gaz). — P. 84.

L'application de la relation

$$pv = RT,$$

pratiquement applicable au mélange gazeux des moteurs à explosion, permet de calculer la température moyenne en un point quelconque du cycle, quand on connaît la valeur qu'elle prend en un point déterminé de ce cycle.

Il convient de choisir pour ce point la fin de la période d'introduction, c'est-à-dire le moment où la compression va commencer.

La température de la masse gazeuse peut être déduite de la mesure des volumes d'air et de gaz introduits et de la pression du mélange.

La mesure exacte des grands volumes d'air utilisés dans les moteurs puissants est une opération délicate. Aussi y aurait-il intérêt à obtenir la température par mesure directe. D'autre part, le calcul effectué au moyen des éléments du cycle donne seulement la température *moyenne* de la masse gazeuse, température qui est loin d'être uniforme. Seule, une méthode de détermination des températures *locales* peut permettre une étude complète des moteurs à gaz.

C'est dans cette idée que l'auteur a étudié l'emploi, comme corps thermométrique, d'un fil de platine dont on enregistre les variations de résistance.

On obtient de bons résultats avec un fil de platine de $0^{mm},1$ de dia-

mètre, à condition d'opérer les mesures de résistances avec une précision suffisante, et d'apporter aux observations certaines corrections aisées à déterminer au préalable par une méthode simple qu'indique l'auteur.

Toutefois le procédé n'est applicable qu'aux moteurs de puissance modérée. Avec les grands moteurs faisant usage de fortes compressions, le fil de platine de $0^{mm},1$ se trouve inévitablement fondu. Or, si l'on emploie un fil de plus fort diamètre, on est obligé de faire usage de corrections si considérables qu'elles deviennent incertaines.

La détermination des températures dans ces moteurs par mesure de résistance d'un fil paraît devoir rester une opération très délicate tant qu'on ne réussira pas à faire usage d'un métal plus réfractaire que le platine.

R. MILNER. — On surface concentration, and the formation of liquid films (Sur la concentration à la surface et la formation des lames liquides). — P. 96.

La cause qui fait que certains liquides, les solutions de savon notamment, sont capables de former des lames liquides, paraît liée à la possibilité de variation locale de tension superficielle. L'idée, émise par Marangoni, que cette possibilité de variation locale de tension, c'est-à-dire que la raison de la stabilité de la lame liquide est due à la présence à la surface d'une pellicule constituée d'une matière présentant une constante capillaire inférieure à celle de l'eau pure, s'est trouvée confirmée par les expériences de lord Rayleigh.

Mais, si l'existence d'une pareille pellicule peut être regardée comme établie, on ne connaît que peu de chose sur sa nature et son mode de formation.

L'objet du présent travail est d'étudier le mécanisme grâce auquel la stabilité de la lame liquide se trouve assurée.

L'application du second principe de la thermodynamique donne une relation entre la tension superficielle τ, la pression osmotique p, la surface s et le volume v d'une solution.

Cette relation :

$$(1) \qquad \frac{d\tau}{dv} = -\frac{dp}{ds},$$

montre que la tension superficielle ne varie avec le volume de la

solution, c'est-à-dire avec la concentration, qu'autant que la pression osmotique varie elle-même sur la surface.

Pour que cela ait lieu, on doit supposer que, dans l'épaisseur de la couche mince superficielle qui est le siège de forces capillaires, la concentration prend une valeur différente de celle qu'elle possède à l'intérieur de la solution.

Dans le cas où il y a un excès de concentration sur la surface, un accroissement de surface aura pour effet de faire passer de l'intérieur à l'extérieur une certaine quantité de solution antérieurement employée à établir la pression osmotique.

Si l'on désigne par σ « l'excès de surface », par N le nombre de molécules-grammes contenues dans la solution primitive, la concentration à l'intérieur, seule variable dont dépendent et la tension superficielle et la pression osmotique, est :

$$c = \frac{N - \sigma s}{v}.$$

La substitution de la nouvelle variable c à v et à s dans la relation (1) donne :

$$\frac{d\tau}{dc} = -\frac{\sigma}{c_1} \cdot \frac{dp}{dc}. \tag{2}$$

La relation (2) permet de calculer σ quand on connaît la manière dont varie la tension superficielle avec la concentration. D'ailleurs, en désignant par i le rapport de l'abaissement moléculaire du point de congélation à l'abaissement normal, 1,86, on a :

$$p = i\text{RT}c$$

ou, approximativement :

$$\frac{dp}{dc} = i\text{RT}, \qquad \text{soit} \qquad \frac{d\tau}{dc} = -i\text{RT}\frac{\sigma}{c}. \tag{3}$$

Les conséquences de la relation (3) sont vérifiées par l'expérience.

Dans toutes les solutions inorganiques, par exemple, la tension superficielle va en croissant linéairement avec la concentration.

Par suite $\frac{d\tau}{dc}$ a une valeur positive, constante : σ est négatif et $\frac{\sigma}{c}$ est constant. Il y a donc dans la pellicule superficielle un *défaut* de sel proportionnel à la concentration.

Au contraire, dans plusieurs solutions organiques, la tension superficielle est inférieure à celle de l'eau, et l'on doit trouver un

excès de substance dissoute dans la couche superficielle. C'est ce qui se vérifie bien en partant des observations de Whatmough sur l'acide acétique.

L'application de la théorie à la solution d'oléate de soude soulève certaines difficultés, et l'on est conduit à supposer que l'hypothèse de la réversibilité sur laquelle repose la relation (1) ne se trouve plus vérifiée. Mais, d'autre part, elle permet d'interpréter et les résultats obtenus par Reinold et Rücker dans la mesure de l'*épaisseur électrique* des lames liquides minces, et la formation de la *tache noire*.

H. PATTERSON. — The carbon cell (La pile au charbon). — P. 181.

La pile en question est constituée par deux électrodes, l'une de fer, l'autre de charbon, immergées dans un bain d'hydrate de soude en fusion.

Haber et Bruner ont considéré cette pile comme un véritable élément oxygène-hydrogène. Les mesures effectuées par l'auteur s'accordent en général avec celles de Haber et Bruner ainsi qu'avec les résultats que l'on peut déduire par le calcul de la relation d'Helmholtz :

$$A = Q_v + T \frac{\delta A}{\delta T}.$$

appliquée à la dissociation de la vapeur d'eau.

Lord RAYLEIGH. — On our perception of sound direction (Sur notre perception de la direction du son). — P. 214.

Certaines expériences avaient déjà été entreprises sur ce sujet par l'auteur, il y a une trentaine d'années.

Dans le présent mémoire, il en expose de nouvelles qui permettent de résoudre complètement la question.

L'expérience montre que l'on n'éprouve aucune difficulté à décider si un son vient de la droite ou de la gauche — même dans le cas d'un son musical pur ; — tandis qu'il est à peu près impossible de discerner la direction quand le son vient de l'avant ou de l'arrière.

La première explication qui s'offre à l'esprit est d'attribuer le fait

à la différence d'intensité des sensations éprouvées par chacune des oreilles.

Toutefois l'explication est manifestement incomplète.

Pour les sons graves, et notamment pour les sons dont le nombre de vibrations est inférieur à 128 par seconde, le calcul indique que la différence de l'intensité reçue par chacune des oreilles est moindre que $\frac{1}{100}$ de l'intensité totale. Cependant la perception de direction *latérale* s'opère avec la même sûreté pour les sons graves que pour les sons aigus. Ce n'est donc pas à la différence d'intensité qu'il convient de rapporter le fait de la localisation de la direction des sons graves, mais à la différence de phase des ondes sonores qui arrivent à chacune des oreilles après avoir parcouru des chemins de longueurs différentes et avoir pris une différence de marche.

Les expériences citées par l'auteur établissent en effet que non seulement nous sommes capables d'apprécier les différences de phase, mais aussi que c'est bien sur cette appréciation qu'est fondé le jugement que nous portons sur la direction des sons.

L'explication fondée sur la différence de phase ne saurait cependant être étendue à tous les sons. Il est clair en effet qu'elle ne peut intervenir dès qu'elle devient supérieure à 1/2 période, et, *a fortiori*, lorsqu'elle dépasse la valeur d'une période ou d'un multiple de période, car un *retard* ne se distingue plus d'une *avance*. Or, c'est ce qui a lieu pour les sons dont le nombre de vibrations est supérieur à 512 par seconde.

Pour un pareil son, le retard est sensiblement égal à 1/2 période ; pour un son de 1 024 vibrations, il atteint une période complète.

Ce serait alors la différence d'intensité qui interviendrait.

En résumé : la perception de la direction des sons aigus (au-dessus de 512 vibrations) doit être rapportée à la différence de l'intensité des sensations éprouvées par chaque oreille ; la perception de la direction des sons graves, à la différence de phase des ondes sonores.

Dans tous les cas, la perception de la direction doit nécessairement s'évanouir lorsque, la source sonore se trouvant juste devant ou derrière, la différence de marche devient nulle.

On peut déduire de ces observations la règle suivante pour reconnaître le gisement d'un signal sonore de brume :

Commencer par tourner la tête ou le corps de manière à obtenir la perception *latérale* sur la droite et sur la gauche. On se placera

ensuite aisément dans la position où il ne subsiste plus aucun effet latéral de manière à faire face à la source sonore.

J.-M. BALDWIN. — The behaviour of iron under small periodic magnetizing forces (La manière dont se comporte le fer sous l'action de faibles forces magnétisantes périodiques). — P. 232.

L'objet du présent travail est d'établir les relations qui existent entre les amplitudes et les phases des différents harmoniques de l'induction magnétique développée dans le fer dans les conditions indiquées, et de déduire, des expressions harmoniques obtenues, la valeur de la perte d'énergie.

Les mesures effectuées par Baur et lord Rayleigh avec de faibles forces magnétisantes ont conduit à adopter pour la perméabilité une expression de la forme :

$$\mu = a + bH.$$

Lyle a étudié la relation qui existe entre l'amplitude et la phase d'un champ magnétique alternatif et l'induction correspondante développée dans le fer, pour différentes fréquences, et a calculé la perte d'énergie I dans le fer. Les observations sont bien reliées par l'expression :

$$I = (a + bn)\,\mathfrak{B}^x,$$

où a, b, x sont des constantes de valeurs déterminées pour un échantillon donné ; n est la fréquence du champ magnétisant, et $\mathfrak{B}$ l'*induction effective*, c'est-à-dire une quantité dont le carré est proportionnel aux moyens carrés de $\left(\frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)$.

Dans les présentes expériences, on s'est servi de l'ondographe de Lyle pour la détermination de la perte d'énergie dans le fer ; le mode opératoire était d'ailleurs le même que celui qui a été utilisé par Lyle.

Le champ et l'induction sont représentés par des expressions :

$$H = H_1 \left\{ \sin \omega t + h_3 \sin 3(\omega t - \Phi_3) + h_5 \sin 5(\omega t - \Phi_5) \right\},$$

$$B = B_1 \left\{ \sin(\omega t - \theta) + b_3 \sin 3(\omega t - \theta - \psi_3) + b_5 \sin 5(\omega t - \theta - \psi_5) \right\},$$

les harmoniques d'ordre supérieur au 5ᵉ pouvant être négligés.

Les coefficients les plus importants sont :

$$\mu_0 = \frac{B_1}{H_1}, \quad \text{et} \quad \theta,$$

qui relient la première harmonique de l'induction à celle du champ.

Si l'on suppose le courant magnétisant et l'onde de flux de forme sinusoïdale, on a simplement :

$$H = H_0 \sin \omega t, \qquad B = B_0 \sin (\omega t - \theta), \qquad B_0 = \mu H_0.$$

Et la perte totale dans le fer pour un cycle, et par centimètre cube, est :

$$I = \frac{1}{4\pi} \int H dB \qquad \text{ou} \qquad I = \frac{H_0 B_0}{4} \sin \theta.$$

Elle peut être calculée quand μ_0 et θ sont connus en fonction de B_0.

Les principaux résultats obtenus sont illustrés par une série de courbes et peuvent être résumés ainsi :

1° μ_0 diminue avec B_1 et tend vers une valeur finie pour de très petites valeurs de B_1, 156 environ pour les échantillons étudiés.

μ_0 peut être représenté par une fonction linéaire de H_1 ;

2° θ diminue rapidement avec B_1, et tend vers une valeur finie et très petite ;

3° b_3 demeure à peu près constant quand les courants de Foucault ont une valeur élevée, mais diminue avec B_1 quand ces courants sont peu importants et tend vers une valeur limite égale à 0,03 pour les valeurs les plus faibles du champ ;

4° Le changement de fréquence n'exerce pratiquement aucune influence sur μ_0 et θ, ainsi que sur la perte par hystérésis dans le cas où les courants de Foucault sont peu importants. Dans le cas contraire, la perte totale dans le fer va en croissant rapidement avec la fréquence.

Lord RAYLEIGH. — Acoustical notes (Notes sur l'acoustique). — P. 316.

Ces notes se rapportent à divers sujets d'acoustique expérimentale et contiennent la description de certains appareils ou dispositifs nouveaux.

Elles traitent des sujets suivants :

Sensations latérales de perception d'un son obtenu à l'aide de la rotation d'un aimant et d'un téléphone ;

Résonateur acoustique à harmoniques multiples;

Influence mutuelle de deux diapasons l'un sur l'autre;

Réaction mutuelle de flammes chantantes ;

Diapasons équilibrés pour les vibrations longitudinales;

Entretien des vibrations dans une sirène à diapason;

Réglage stroboscopique d'une vitesse de rotation;

Roue phonique et commutateur.

CARL BARUS. — The efficiency of the Plug-Cock fog-chamber (Efficacité de l'enceinte à condensation avec bouchon à robinet). — P. 357.

Si l'enceinte à condensation est reliée à une vaste enceinte à vide par un conduit suffisamment large muni d'un robinet à gaz susceptible d'être aisément et rapidement manœuvré à la main, on peut faire apparaître les nuages dus à la présence de centres de condensation dans l'air humide privé de poussières.

Un tel dispositif, qui permet l'emploi d'enceintes de condensation spacieuses, et conduit à des manipulations très simples, ne paraît inférieur à aucun des appareils plus compliqués généralement utilisés pour le même objet.

J. JOLY. — Pleochroic halos (Halos pléochroïques). — P. 381.

Les cristaux de zircon, que l'on rencontre disséminés dans certains minéraux colorés, dans la biotite en particulier, sont toujours environnés d'une plage où se manifeste un pléochroïsme intense.

Quand la section observée est transverse par rapport à la direction principale du clivage, l'absorption due au halo se produit lorsque les vibrations lumineuses sont dans la direction même du clivage.

Lorsque les vibrations sont à angle droit avec cette direction, le halo disparaît presque complètement.

Cette apparence curieuse, qui a été attribuée à la présence de pigments de nature organique dans le minéral, doit être rapportée, selon l'auteur, à l'existence des propriétés radioactives du zircon.

ALEXANDER RUSSELL. — The magnetic field and inductance coefficients of circular, cylindrical, and helical currents (Champ magnétique et coefficients d'induction de courants circulaires, cylindriques et en hélices). — P. 420.

Mémoire étendu contenant de nombreux développements mathématiques et donnant des relations exactes et approchées pour le calcul des coefficients d'induction mutuelle et des coefficients de self-induction de circuits de différentes formes.

La majeure partie de ces relations résulte de l'application du calcul des fonctions elliptiques, qui permet de les obtenir sous une forme relativement simple et commode pour les applications numériques.

E.-H. BARTON et J. PENZER. — Simultaneous vibration curves of string and bridge photographically obtained from a monochord (Courbes des vibrations d'une corde et de son chevalet obtenues simultanément par photographies d'un monocorde). — P. 446.

Ce travail est le complément de ceux qui ont été exécutés par les auteurs sur les vibrations d'une corde et de sa caisse d'harmonie, ainsi que sur les vibrations d'une corde et de l'air qu'elle ébranle. Le monocorde étudié est celui qui a été utilisé dans les précédentes observations.

L'amplification des mouvements du chevalet repose encore sur l'emploi d'un dispositif particulier désigné par les auteurs sous le nom de *levier optique*. Ce levier optique a reçu ici une disposition toute spéciale. Dans l'emploi ordinaire du dispositif, de même que dans l'usage habituel d'un miroir plan pour la mesure des petits angles, le plan de rotation coïncide avec le plan d'incidence, de sorte que le rayon réfléchi tourne d'un angle double de celui dont tourne le *levier* (ou le miroir).

Avec la disposition adoptée, non seulement les plans de rotation et d'incidence forment entre eux un certain angle, mais la normale au miroir se trouve inclinée sur l'axe de rotation du levier. De sorte que, quand le *levier* tourne, le rayon réfléchi décrivant une surface conique au lieu d'un plan, l'amplification angulaire est susceptible de varier depuis 1 jusqu'à l'infini.

Les observations sont traduites par une série de reproductions photographiques jointes au mémoire.

L.-T. MORE et H.-S. FRY. — On the appreciation of difference of phase of sound-waves (Sur l'appréciation de la différence de phase des ondes sonores). — P. 452.

Ces expériences, exécutées indépendamment et par une méthode différente de celle employée par lord Rayleigh, conduisent à la même conclusion.

La perception de la direction dans laquelle on entend un son est due à la différence de phase des ondes sonores qui arrivent à chacune des oreilles.

Les observations ont été faites avec des diapasons de 320 et 512 vibrations par seconde.

Les auteurs ne paraissent pas avoir entrevu la différence que signale lord Rayleigh entre la manière d'agir des sons graves et des sons aigus.

THOMAS LYLE. — On transformer indicator diagrams (Sur les « diagrammes indicateurs » des transformateurs). — P. 468.

Le terme de « diagramme indicateur d'un transformateur » a été appliqué par Fleming à une série de courbes harmoniques qui donnent les formes, les différences de phases et les amplitudes des ondes du courant et de la force électromotrice dans les enroulements primaire et secondaire d'un transformateur en charge.

L'auteur indique un procédé commode pour obtenir le tracé de ces courbes en faisant usage de l'ondographe qu'il a précédemment décrit [1].

F. TROYMAN. — Improvements in the Hüfner type of spectrophotometer (Perfectionnements au type de spectrophotomètre Hüfner). — P. 481.

Description d'un spectrophotomètre du type Hüfner auquel une modification a été apportée pour le convertir en polarimètre. Il permet ainsi de mesurer les rotations optiques dans toute l'étendue du spectre visible.

---

[1] LYLE, *Ondographe et Analyseur* (*Phil. Mag.*, nov. 1903).

JOHN-P. DALTON. — On the saturation constants according to Van der Waals's equation (Sur les constantes de saturation selon l'équation de Van der Waals). — P. 517.

Rappel des différentes méthodes employées pour obtenir les valeurs des constantes de saturation θ, π, ω_1 et ω_2. Adaptation de l'équation de Clausius à celle de Van der Waals (Planck) ; usage du *criterium* de Maxwell (Hilton) ; procédé graphique à l'aide du potentiel thermodynamique (Riecke) ; autre procédé graphique en partant de l'énergie libre (Kamerlingh Onnes).

En même temps que ce dernier procédé, l'auteur a appliqué la méthode de Clausius à l'équation :

$$\frac{p}{RT} = \frac{1}{v - \alpha} - \frac{27(\alpha + \beta)}{8\theta(v + \beta)^2},$$

qui, comparée à celle de Van der Waals,

$$\frac{p}{RT} = \frac{1}{v - b} - \frac{a}{RTv^2},$$

permet de déduire de la table de Clausius les valeurs numériques des constantes.

La substitution des valeurs calculées dans les relations empiriques montre dans quelle mesure ces relations sont applicables.

L'auteur étudie ainsi la loi donnée par Van der Waals pour les tensions de vapeurs :

$$\mathfrak{L}\pi = f\left(1 - \frac{1}{\theta}\right),$$

la loi de Cailletet et Mathias, et la relation de Young :

$$D_t = D_0 + \alpha t + \beta t^2.$$

JOHN-P. DALTON. — On the variation of specific heats with temperature and density (Sur la variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité). — P. 525.

Afin d'étudier l'effet de l'écart des lois des gaz sur les chaleurs spécifiques, on s'est servi de la relation de Van der Waals :

$$\frac{C - c}{R} = \frac{RT}{RT - \frac{2a}{v^3}(v - b)^2},$$

qui peut être mise sous la forme :

$$\frac{C-c}{R}=\frac{4\theta\omega^3}{4\theta\omega^3-(3\omega-1)^2},$$

en introduisant les variables ω et θ.

L'application de la relation permet de tracer une série de courbes $f\left(\frac{C-c}{R}, \omega\right)$ pour les différentes valeurs de θ. Ces courbes fournissent les valeurs de $C-c$ et de $\frac{C}{c}$ $\left(c\right.$ ne varie pas avec le volume, puisque $\left.\frac{\partial c}{\partial v}=T\frac{\partial T^2}{\partial^2 p}=o\right)$.

L'auteur a calculé les variations de $C-c$ et de $\frac{C}{c}$ pour l'éther et a trouvé un accord remarquable avec les valeurs théoriques déduites de la relation précédente.

A l'aide des valeurs de $C-c$ et de $\gamma=\frac{C}{c}$, on a aussi calculé c :

1° Dans l'état liquide, c varie avec le volume, mais demeure pratiquement indépendant de la température ;

2° Dans l'état gazeux, et pour de grands volumes, c est indépendant du volume, et devient fonction de la température seule ;

3° Quand la densité augmente, c va d'abord en croissant ; dans le voisinage du volume critique, c atteint une valeur maximum et, si la densité va encore en augmentant, c diminue.

Ces résultats sont conformes à ceux que Dieterici a obtenus pour l'isopentane.

Les résultats donnés pour l'air par Amagat ne paraissent pas reposer sur des données assez précises pour que l'on en puisse tirer des conclusions nettes.

En revanche, pour l'acide carbonique, il y a accord entre les observations d'Amagat ainsi qu'entre celles de Lussana et la relation théorique.

JOHN-P. DALTON. — On the specific heat of saturated vapours (Sur la chaleur spécifique des vapeurs saturées). — P. 536.

En partant de la relation :

$$h_s=c+T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)\frac{dv}{dT},$$

où h_s représente la chaleur spécifique de la vapeur saturée, on peut écrire :

$$h_s = c + \frac{RT}{v - b} \cdot \frac{dv}{dT},$$

$\frac{dv}{dT}$ étant calculé le long de la ligne de saturation, c'est-à-dire :

$$h_s = c + \frac{3R\theta}{3\omega - 1} \cdot \frac{d\omega}{d\theta}.$$

Aux points d'*inversion*, c'est-à-dire aux points auxquels la chaleur spécifique change de signe,

$$h_s = 0.$$

La courbe des points d'inversion se trouve ainsi déterminée par l'équation :

$$-\frac{c}{R} = \frac{3}{3\omega - 1} \theta \frac{d\omega}{d\theta}.$$

c peut être considéré comme constant et égal à la valeur c_1 pour $v = \infty$.

Mais, pour un volume infiniment grand, la loi des gaz parfaits donne :

$$R = c_1 (\gamma_1 - 1),$$

γ_1 étant la valeur de $\gamma = \frac{C}{c}$ pour v très grand. L'équation de la courbe des points d'inversion peut être mise sous la forme :

$$\gamma_1 = 1 - \frac{3\omega - 1}{3} \cdot \frac{1}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{d\omega}.$$

Le tracé graphique de la courbe montre que :

1° Les vapeurs saturées des substances pour lesquelles $\gamma_1 > 1,202$ ont toujours une chaleur spécifique négative ;

2° Les vapeurs saturées des substances pour lesquelles $\gamma_1 < 1,202$ ont une chaleur spécifique qui, d'abord négative, devient positive quand la température va en croissant, puis devient de nouveau négative ;

3° Quand $\gamma_1 = 1,202$, les deux points d'inversion coïncident.

La chaleur spécifique est toujours négative, sauf en un point où elle prend une valeur nulle.

Pour les vapeurs saturées normales, on retrouve bien ces résultats généraux lorsque γ_1 est au-dessous ou au-dessus de la valeur $\gamma_1 = 1,139$.

F.-B. YOUNG. — **On the relation of the field at the point of an electrified needle to the mechanical force resulting (Sur la relation qui existe entre le champ à la pointe d'une aiguille électrisée et la force mécanique résultante). — P. 542.**

Déterminations expérimentales exécutées à l'effet d'obtenir la valeur d'un facteur de correction à apporter à certaines observations (de Chattock) du champ nécessaire pour produire une décharge à l'extrémité de l'aiguille.

T. TROUTON et SIDNEY RUSS. — **The rate of recovery of residual charge in electric condensers (La loi de la reconstitution de la charge résiduelle dans les condensateurs électriques). — P. 578.**

L'analogie entre le phénomène de la charge résiduelle dans les bouteilles de Leyde et les phénomènes de déformations élastiques permanentes des solides a souvent été invoquée.

L'explication du phénomène de la charge résiduelle repose en général sur l'attribution aux diélectriques d'une constitution hétérogène. Cette hypothèse conduit à donner à la loi de reconstitution des charges une forme exponentielle.

C'est, en somme, une explication analogue qui est appliquée aux déformations des solides quand on suppose qu'ils sont constitués d'un ensemble de parties, les unes visqueuses, les autres parfaitement élastiques.

Les expériences de Rankine ont établi que la loi de déformation des solides pouvait être représentée par une expression :

$$S = S_0 \left\{ 1 - K\mathfrak{L}(pt + 1) \right\},$$

où S représente la force nécessaire pour maintenir au temps t une déformation constante donnée dans la substance soumise à l'effort.

Les présentes expériences montrent que l'analogie invoquée se poursuit dans l'expression de reconstitution des charges.

La quantité d'électricité qui reparaît à un instant t peut être représentée par l'expression :

$$Q = a\mathfrak{L}(t + b),$$

où a et b sont des constantes, et prend la même forme que la loi donnée par Rankine.

E.-L. HANCOCK. — Recovery of nickel and carbon steel from overstrain (Récupération des propriétés élastiques des aciers au nickel et au carbone soumis à des surtensions). — P. 688.

Le travail conduit aux conclusions suivantes :

1° Une surtension (ou torsion) a pour effet d'annuler l'élasticité ; mais l'élasticité est récupérée graduellement. La limite d'élasticité prend une valeur supérieure à la valeur primitive et le module une valeur identique ;

2° Les propriétés élastiques des métaux soumis à des surtensions sont restituées en les immergeant pendant un temps très court dans l'eau bouillante ;

3° Cette restitution des propriétés élastiques n'est pas accélérée par les chocs répétés d'un marteau ;

4° Le retour des propriétés élastiques se produit plus vite pour l'acier au carbone que pour l'acier au nickel.

C. Tissot.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CXLV ; 2e semestre 1907 (*suite*).

D. ZAVRIEFF. — Sur la dissociation de CO^3Ca. — P. 428.

Reprise des expériences de Le Chatelier [1], avec l'emploi de 5 grammes soit de marbre blanc, soit de calcite, additionné ou non d'un mélange fondu de carbonates doubles alcalins et alcalino-terreux très fusible. On trouve pour les pressions d'équilibre :

Températures en degrés........	926	910	892	870	840	815	725
Pressions en millimètres de Hg.	1 022	755	626	500	342	230	67

(1) *C. R.*, 1886.

H. DESLANDRES et A. BERNARD. — Étude spectrale de la comète Daniel de 1907. Particularités de la queue. — P. 445.

H. CHRÉTIEN. — P. 549.

L'étude du spectre de la comète avec des chambres à prismes sans fente a révélé que la queue a un spectre spécial qui n'est plus le spectre ordinaire des hydrocarbures et qui diffère du spectre relativement intense émis par le noyau et par la tête. Ce fait a également été remarqué par M. Chrétien à l'observatoire de Nice.

Mme CURIE. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite. P. 477 et 1145.

P. Curie avait déjà observé que, quand l'émanation est contenue dans un vase fermé de paroi intérieure recouverte de sulfure de zinc phosphorescent, la luminosité de cette substance se concentrait peu à peu en des plages toujours situées vers le bas, quelle que soit l'orientation du vase. L'étude faite par Mme Curie sur des lames métalliques parallèles horizontales (les deux faces activées étant en regard) montre aussi que les lames à faces tournées vers le haut acquièrent une activité 2 à 5 fois plus grande que les autres.

Ce phénomène n'est pas dû aux poussières ; il ne s'observe qu'en présence de vapeur d'eau saturante ou non, ce qui le distingue de celui dû aux ions gazeux ; son intensité croît avec la concentration de l'émanation et avec la distance des lames (jusqu'à une certaine limite). Il s'observe aussi pour la vapeur saturante d'éther de pétrole ; dans le cas où un champ électrique fort est établi entre les lames, le phénomène de chute est masqué ; la lame chargée négativement, qu'elle soit en haut ou en bas, est toujours beaucoup plus active que celle chargée positivement.

B. SZILARD. — Sur la radioactivité du molybdate d'uranyle. — P. 480.

La radioactivité du molybdate d'uranyle ne présente rien de particulier ; elle est inférieure à celle de l'azotate d'uranyle, contrairement à ce qu'avait annoncé M. Lancien ([1]).

([1]) *C. R.*, juin 1907.

JOUGUET. — Sur la résistance de l'air. — P. 500.

Théorie montrant qu'aux très grandes vitesses la résistance de l'air est proportionnelle au carré de la vitesse, résultat qui paraît conforme aux expériences des artilleurs.

A. NODON. — Observations sur l'action électrique du Soleil et de la Lune au pic du Midi. — P. 521 et 1370.

Le Soleil induit une charge positive, d'autant plus élevée que les couches de l'atmosphère traversées sont plus sèches, entièrement absorbée par le passage d'un nuage devant le disque solaire ou par des couches d'air humide; cette charge se manifeste encore à travers un carton non paraffiné, mais est arrêtée par une toile métallique reliée au sol; sa grandeur est très variable (1 à 6 volts par minute). La pleine Lune produit une induction positive soumise aux mêmes influences que celle du Soleil.

Le potentiel du sol peut subir des variations rapides, de l'ordre de plusieurs centaines de volts par seconde, et ces variations atteignent leur maximum quand l'action électrique du Soleil cesse de se manifester. Au contraire, le potentiel terrestre est sensiblement constant dans les mêmes conditions.

Les variations rapides de plusieurs centaines de volts par minute du potentiel terrestre semblent être l'indication de troubles prochains dans l'atmosphère : tempêtes et orages; des variations très prononcées peuvent également accuser des tremblements de terre plus ou moins éloignés.

La méthode de recherche employée consiste dans l'emploi d'un électromètre sensible et parfaitement isolé que l'on dispose dans une cage de Faraday reliée au sol. L'électromètre chargé positivement et de charge restant constante accuse ainsi les variations de potentiel que peut subir la cage.

L. et J. BRÉGUET et CHARLES RICHET. — D'un nouvel appareil d'aviation dénommé gyroplane. — P. 523.

Cet appareil est fondé sur ce principe que les plans sustentateurs, au lieu d'être immobiles, sont animés d'un mouvement de gyration,

ce qui permet à l'appareil d'avoir à la fois élévation, sustentation, progression et équilibre, d'où le nom de gyroplane.

Malgré son poids total de 540 kilogrammes, il a pu dans un premier essai être maintenu dans l'air pendant près d'une minute.

L. GUILLET. — Sur les fontes spéciales et plus spécialement sur les fontes au nickel. — P. 552.

Les éléments qui entrent en solution dans le fer (nickel, aluminium, silicium) favorisent la formation du graphite. Les éléments qui forment avec la cémentite un carbure double (magnésium, chrome) s'y opposent.

Quand la quantité de nickel ajoutée à une fonte va en croissant, on observe tout d'abord la formation de sorbite, puis la cémentite prend la forme aciculaire rencontrée rarement dans les fontes ordinaires; il se forme ensuite du fer γ et de la troosto-sorbite alors que la sorbite disparaît. Bientôt on n'a plus que du fer γ et du graphite, avec parfois au centre des traces de cémentite.

G. DREYER et OLAV HANSSEN. — Recherches sur les lois de l'action de la lumière sur les glycosides, les enzymes, les toxines, les anticorps. — P. 564.

La lumière affaiblit tous ces corps, surtout par ses rayons ultraviolets; l'affaiblissement varie exponentiellement en fonction du temps. La lumière a, de plus, la faculté de coaguler les liquides albumineux.

GAIFFE et GUNTHER. — Transformateur à fuites magnétiques et à résonance secondaire pour télégraphie sans fil. — P. 566.

Avec cet appareil, aucune des brusques variations du régime secondaire provoquées par l'éclatement des étincelles ne peut réagir, ni sur le primaire du transformateur, ni sur la source qui l'alimente. A cause des fuites magnétiques, une mise en court-circuit accidentelle du transformateur ne présente aucun danger ni pour le transformateur ni pour la source. Il est possible, de plus, de donner au noyau de fer du primaire une section beaucoup plus faible que celle nécessaire pour le noyau de fer du secondaire, les flux étant très différents.

MAURICE HAMY. — Sur les spectroscopes à miroir. — P. 590.

On emploie souvent les miroirs à la place des objectifs dans les spectroscopes pour éviter les changements de mise au point qui se produisent quand on passe d'une région du spectre à l'autre. L'auteur a étudié la meilleure position à donner, par rapport au miroir, au dernier prisme traversé par la lumière ou au réseau pour obtenir un champ d'images aussi plan et étendu que possible. Il faut pour cela que le centre O de la face de sortie du prisme (ou le centre du réseau) soit disposé, entre le miroir et le milieu F du rayon de ce miroir passant par O, à une distance de F = 0,154 longueur focale. Les raies monochromatiques sont alors extrêmement fines.

H. PÉCHEUX. — Sur la thermo-électricité du nickel (influence des métaux étrangers). — P. 591.

Etude de l'influence du fer, du cobalt et du cuivre. L'existence simultanée du cuivre et du cobalt dans un nickel paraît produire des écarts très accentués dans les variations de la force électromotrice ; elle influe aussi beaucoup sur la résistivité.

G. BIGOURDAN. — Sur les passages de Mercure devant le Soleil. — P. 609 et 647.

Indication des observations auxquelles se prêtent les passages de Mercure et rappel des apparences physiques qui se sont montrées dans le passé.

JEAN MEUNIER. — Sur l'analyse des mélanges d'air et de gaz ou vapeurs combustibles. — P. 622.

Description, dessin et manipulation de l'appareil.

NESTOR GRÉHANT. — Nouveau perfectionnement permettant de rechercher et de doser rapidement le méthane. — P. 625.

Dans l'eudiomètre-grisoumètre de l'auteur, le dosage du formène dans les mélanges rares se fait bien dans la pratique en y ajoutant

le mélange des gaz de la pile qui facilite la combustion du formène.

L'opération ne dure que dix minutes, de sorte que, dans les mines, il est possible de faire par jour de nombreuses analyses.

A. BROCHET. — Sur les réactions de la cuve de nickelage. — P. 637.

Le dépôt de nickel demande la neutralité du bain; une légère réaction acide donne un dépôt très blanc, mais le nickel occlut de l'hydrogène. L'électrolyse des sels de nickel se fait mal s'ils sont seuls. Dans le cas des sulfates, le bain devient acide ; dans le cas des chlorures, il se dépose sur la cathode de l'hydrate d'oxyde de nickel. La présence des sels alcalins, ammoniacaux en particulier, est nécessaire pour la bonne marche de l'opération; quant au dépôt d'hydrate, on y remédie en ajoutant de l'acide borique, qui compense l'action due à la présence de l'hydrate et donne au dépôt la blancheur que la présence de cet hydrate tend à lui faire perdre.

L'attaque des anodes se fait mieux si elles sont fondues que si elles sont laminées; elle se fait par piqûres en un certain nombre de points, piqûres qui donnent naissance à des cavités qui se creusent ensuite de plus en plus.

H. PELLAT. — De la variation de la masse des électrons à l'intérieur de l'atome. — P. 673.

La complexité des raies spectrales, la variation de la masse des corpuscules déduite du phénomène de Zeemann et de l'étude des bandes d'absorption des composés du didyme à basse température [1] peuvent s'expliquer tout en admettant dans l'atome un nombre restreint de corpuscules tous identiques entre eux et se fondant sur la nature électromagnétique de la masse de ceux-ci.

La masse varie d'abord avec la vitesse, mais d'une façon peu sensible. Elle peut surtout varier par l'empiétement des champs magnétiques créés dans leur mouvement par deux ou plusieurs corpuscules. Dans ce cas, le champ résultant peut avoir une énergie plus grande ou plus petite que la somme des énergies des champs quand ils n'empiètent pas. Comme la masse du corpuscule est le double du quotient de l'énergie par le carré de sa vitesse, la somme

(1) Jean BECQUEREL, *C. R.*, t. CXLV.

des deux masses des deux corpuscules peut être plus grande ou plus petite que le double de la masse d'un corpuscule isolé. Si alors une force agit sur l'un des corpuscules, celui-ci se comportera comme ayant une masse plus forte ou plus faible que la valeur normale. La même théorie permet aussi d'expliquer les bandes à maxima accompagnant les raies principales.

GIULIO COSTANZI. — Les déplacements des maxima de l'anomalie positive et négative de la pesanteur relativement à la configuration du terrain. — P. 695.

D'après Defforges, la pesanteur est trop forte au-dessus des mers et trop faible au-dessus des continents ; par conséquent, ceux-ci se soulèvent et celles-là s'affaissent. Certains faits sont en contradiction avec cette loi qu'on peut remplacer par les suivantes :

1° Les maxima (absolus) des anomalies négatives ne se vérifient point le long des axes des chaînes de montagnes, mais ils suivent une ligne parallèle à l'axe même et opposée à la plus grande dépression voisine;

2° Les maxima des anomalies positives ne se trouvent pas sur les dépressions, mais se déplacent aussi dans le sens des anomalies positives;

3° La direction des déplacements est à peu près égale à celle de la normale externe à la courbe formée par les chaînes de montagnes.

H. GUILLEMINOT. — Nouveau quantitomètre pour rayons X. — Valeur de l'unité M en physiologie végétale. — P. 711 et 798.

L'auteur rappelle les procédés employés pour mesurer la quantité de rayonnement agissante, et adopte comme unité d'intensité (M) du champ d'irradiation le quadruple de l'intensité produisant la même luminescence qu'un étalon de 0gr,02 de bromure de radium d'activité 500000, étalé sur une surface circulaire de 1 centimètre de diamètre et placé à 2 centimètres de la surface fluorescente. L'unité de quantité de rayonnement est alors la quantité agissant pendant une minute quand le champ a l'unité d'intensité.

M. Guilleminot décrit un quantitomètre totaliseur, basé sur la mesure de la fluorescence produite sur le platinocyanure de baryum; il étudie ensuite l'action comparée sur les graines, d'un nombre variable d'unités M, soit des rayons X peu pénétrants ou péné-

trants, soit de rayons complexes du radium. Il se produit un retard de croissance quand les doses sont fortes, et à même quantité d'unités M le radium agit beaucoup plus que les rayons X.

F. BORDAS. — Contribution à la synthèse des pierres précieuses de la famille des aluminides. — P. 710, 800, 874.

D. BERTHELOT. — P. 818.

La couleur d'un saphir bleuté soumis à l'action des rayons X ou du bromure de radium d'une radioactivité 1800000 se modifie, passant au vert, puis au jaune clair et enfin au jaune foncé. Un saphir rouge soumis au même traitement passe successivement par les teintes violettes, bleues, vertes et jaunes. L'intensité de la réaction varie du reste suivant l'activité du bromure.

Les pierres ainsi traitées ne sont pas radioactives, ne s'illuminent pas dans l'obscurité sous l'influence du bromure de radium, et ne perdent pas leur coloration par la chaleur. Il est probable que cette coloration n'est pas due à un oxyde métallique spécial, ni à une oxydation, car le changement de couleur se produit même dans l'azote liquide, vers — 200°, température pour laquelle les réactions chimiques sont à peu près nulles. Les rubis artificiels se comportent de la même façon que les rubis naturels, et des traces de métaux peuvent y être décelées par la coloration que prennent ces rubis grâce à la radioactivité.

M. D. Berthelot rappelle les expériences de son père sur l'action des influences radioactives sur la coloration des pierres précieuses. Un quartz incolore, une fluorine blanche n'ont pas été colorés sous l'action du chlorure de baryum radifère. Un quartz améthyste violet, une fluorine violacée, décolorés par la chaleur, se sont au contraire recolorés. Certains échantillons de sulfate de potassium se colorent aussi, mais non après avoir été chauffés. De même la fluorine blanche au sein d'une solution saturée d'acétate de manganèse se colore en rose dans son intérieur; l'acétate a été entraîné dans la masse par le bombardement radifère. Il n'est même pas impossible qu'on réussisse à reproduire aussi les colorations dues aux carbures d'hydrogène, telles que celles des émeraudes et fluorines vertes, les rayons du radium produisant d'abord la synthèse du principe colorant, puis sa diffusion dans le cristal.

G.-D. HINRICHS. — Méthode nouvelle déterminant les poids atomiques de précision simultanément pour tous les éléments présents dans une seule réaction chimique. — P. 715.

Théorie et applications.

LETALLE. — Transparence et couleur de l'eau de mer dans la Manche. — P. 732.

En une même localité, la transparence est plus grande en été qu'en hiver, et cela d'autant plus qu'on s'éloigne davantage des côtes. Elle est indépendante de la profondeur et de l'agitation de l'eau, augmente à mesure qu'on s'éloigne de la côte ou que la température s'élève.

La couleur, qui varie indépendamment de la transparence, paraît changer suivant les saisons.

L. BLOCH. — Libre parcours et nombre des électrons dans les métaux. — P. 755.

V. SCHAFFERS. — P. 1145.

La formule de Drude [1] :

$$n^2 x = \sigma_\infty T,$$

peut se mettre, en remplaçant σ_∞ par σ_λ dont la valeur est donnée dans un récent mémoire de J.-J. Thomson [2], sous la forme :

$$\frac{n^2 x}{\sigma_\infty T} = \frac{\sin^2 \frac{q t_2}{2}}{\left(\frac{q t_2}{2}\right)^2} \qquad \text{avec} \qquad \sigma_\infty = \frac{Ne^2}{m}\frac{t_2}{2},$$

en désignant par :

n, l'indice correspondant à la période T ;

x, le coefficient d'absorption ;

σ_∞, la conductibilité en unités électrostatiques ;

$q = \frac{2\pi}{T}$;

t_2, la durée du parcours moyen ;

---

(1) P. Drude, *Lehrbuch der Optick*, 2e édition.
(2) *Phil. Mag.*, août 1907.

chlorure ferrique non décomposé, et c'est justement ce sel non hydrolysé qui est actif, ce qui permet de dire que la partie hydrolysée du sel ferrique n'intervient pas dans la catalyse. De plus, comme la partie active du colloïde est dissociée probablement en ions, la propriété catalytique doit être une propriété de l'ion.

MARAGE. — Développement de l'énergie de la voix. — P. 825.

Indication et dessin des mouvements simples à faire pour accroître sa valeur.

A. BROCA et POLACK. — Sur la vision des signaux de nuit de la marine. P. 828 et 1220.

Si un signal de couleur douteuse est mieux vu en vision directe qu'en vision indirecte, il est rouge ; l'inverse a lieu pour un signal bleu ou incolore. Quand les signaux ne sont pas trop éloignés, on les distingue l'un de l'autre par ce fait que, si le signal reste incolore en vision centrale, il est bleu ; s'il vire au rouge en vision centrale, il est incolore. La lumière ambiante, dans les conditions habituelles de l'observation, ne modifie que peu la distinction des signaux.

H. DESLANDRES. — Plan général d'organisation pour l'étude physique complète des comètes. Appareil destiné aux astres formés de gaz et de particules et capable de donner séparément l'image de chacun des deux éléments. — P. 843 et 1108.

Dans son plan général d'organisation pour l'étude physique complète des planètes, l'auteur conseille l'emploi de chambres photographiques qui, complétées par des écrans colorés convenables, donnent une image spéciale de la comète et de sa queue, image formée exclusivement par la lumière de leurs particules ; le but des écrans est d'arrêter la lumière des gaz de la comète et de sa queue. Il donne le dessin et la description d'un spectroscope pouvant donner successivement trois images, celle des gaz et particules réunis et celles des gaz et particules séparés.

CIRERA et BACCELLI. — Remarques sur le rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques. — P. 862.

Il y a très probablement un rapport de cause à effet entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques. L'influence du Soleil s'exerce

d'ordinaire dans deux directions, la première à peu près radiale, l'autre à peu près tangentielle. Parfois l'action perturbatrice peut se propager dans des directions faisant un angle très ouvert avec la direction radiale, ce qui arriverait dans les grands surcroîts d'activité solaire.

H. ABRAHAM et DEVAUX-CHARBONNEL. — Propagation des courants téléphoniques sur les lignes souterraines. — P. 867 et 1153.

Étude expérimentale montrant que la propagation des courants téléphoniques sur des lignes réelles est suffisamment bien représentée par les formules classiques. Une ligne extrêmement longue, à fil double, se comporte au départ vis-à-vis d'une force électromotrice sinusoïdale comme une capacité et une résistance en série. Elle se comporte à l'arrivée comme une source ayant une force électromotrice d'amplitude déterminée et possédant une résistance et une capacité intérieures précisément égales à celles au départ. Dans la propagation le long de la ligne, les amplitudes varient en progression géométrique pendant que les phases varient en progression arithmétique. — De plus, toutes ces mesures précisent les faits observés journellement au téléphone, à savoir que les lignes souterraines ne sont utilisables que pour des distances modérées, que les voix graves sont mieux transmises que les voix aiguës, et que la ligne absorbe les harmoniques. Si la téléphonie est néanmoins possible à grande distance, cela tient à la sensibilité de l'oreille et surtout à ce que celui qui écoute devine plus qu'il n'entend.

G. SIZES et G. MASSOL. — Sur la multiplicité des sons émis par les diapasons. — P. 872.

Saint-Saëns avait déjà remarqué que le son de certaines cloches contient des sons partiels incomparablement plus graves que le son fondamental de ces cloches. Cette remarque s'applique aussi aux diapasons, dont les vibrations ont été étudiées par inscriptions graphiques. On observe alors une échelle de vibrations qui atteint plusieurs octaves au-dessous du son fondamental et comprend un assez grand nombre d'harmoniques intermédiaires. Il existe aussi des harmoniques supérieurs très nombreux.

F. DIENERT et E. BOUQUÉT. — Relation entre la radioactivité des eaux souterraines et leur hydrologie. — P, 894.

Étude pendant une année des variations de la radioactivité des sources de l'Avre. Cette étude montre que les eaux superficielles dissolvent rapidement dans le sol l'émanation qu'elles rencontrent.

André MAYER, G. SCHŒFFER et E. TERROINE. — Influence de la réaction du milieu sur la grandeur des granules colloïdaux. — P. 918.

Charles HENRY. — P. 1415.

En général, l'addition de traces d'acides aux solutions colloïdales négatives, d'alcalis aux solutions positives, augmente la grandeur des granules colloïdaux. L'addition d'alcalis aux premières, d'acides aux secondes produit l'effet inverse. La précipitation apparaît ainsi comme l'aboutissant d'un processus continu dans l'augmentation de la grandeur des granules; la solution ne diffuse d'abord pas la lumière, puis la diffuse sans points visibles; apparaissent ensuite des points visibles à l'ultra-microscope, puis des particules observables au microscope. D'après le signe électrique d'un corps en suspension ultra-microscopique, on pourra donc toujours prévoir quelle réaction il faut donner au milieu pour rapprocher ce corps soit de l'état dissous, soit de l'état insoluble.

M. Charles Henry montre de même que les solutions négatives ont, sous l'action des acides, des viscosités décroissantes, par suite leurs agrégats augmentent de volume ; l'inverse a lieu pour les solutions positives ; les bases ont d'ailleurs pour la viscosité un effet inverse de celui des acides. La variation des agrégats moléculaires est aussi accompagnée, pour les colorants, d'une variation de couleur.

L. DUNOYER. — Sur un compas électromagnétique particulièrement propre aux blockhaus cuirassés et aux sous-marins. — P. 1142 et 1323.

Les roses Thomson, en usage dans les diverses marines, ne peuvent guère servir dans les blockhaus cuirassés et les sous-marins.

L'auteur, pour les remplacer, propose et décrit un appareil com-

posé de deux bobines tournant autour d'un axe vertical au moyen d'un moteur suffisamment éloigné et reliées chacune à un cercle de cuivre placé sur l'axe, coupé en deux points diamétralement opposés, les coupures des deux cercles se trouvant dans le même plan. Sur chaque système, des demi-bagues frottent sur deux balais solidaires du navire ; ces paires de balais sont calées à angle droit l'une de l'autre et reliées chacune à un galvanomètre identique, le premier tournant autour d'un axe horizontal parallèle au plan de symétrie longitudinal du navire, le second autour d'un axe transversal. Des miroirs concaves forment, sur une plaque dépolie placée au-dessus, une image d'un trait lumineux parallèle à l'axe du cadre correspondant. L'angle que fait la droite joignant le centre de la glace (point de croisement des traits quand les bobines sont immobiles) au point de croisement des traits lumineux quand le moteur tourne avec la direction de l'image du trait lumineux parallèle au plan de symétrie longitudinal donne directement le cap au compas, qui est aussi le cap magnétique, si l'induit tournant est placé en un point du navire où le champ n'est pas troublé ou est compensé.

L'appareil peut se régler facilement en quelques minutes, de sorte qu'un navire, obligé de quitter subitement une rade sans compenser ses compas (opération qui demande une journée) et que l'état du ciel empêcherait en cours de route d'effectuer la compensation d'un compas Thomson, pourra, en quelques minutes, avoir un compas compensé.

E. BRINER et E. DURAND. — Formation de l'ozone par l'action de l'effluve à basse température. — P. 1272.

Conformément aux faits observés dans l'industrie, le refroidissement des gaz est une circonstance favorable pour un bon rendement en ozone. La transformation est même intégrale à la température de l'air liquide. De même le rendement passe, à une température donnée, par un optimum pour une certaine valeur de la pression.

La comparaison des expériences relatives à l'action de l'effluve et de l'étincelle sur l'air démontre que l'effluve est surtout producteur d'ozone et l'étincelle d'oxyde d'azote.

G. MALFITANO et L. MICHEL. — Sur l'hydrolyse du perchlorure de fer. Rôle de l'acide chlorhydrique. — P. 1275.

On sait que l'addition de HCl aux solutions aqueuses de $FeCl^3$ en augmente la stabilité; ce qui est remarquable, c'est que, pendant l'hydrolyse de ce chlorure, il peut se former une quantité d'HCl plus grande que celle qui, ajoutée dès le début, l'aurait rendu stable. C'est ce que montrent les mesures de conductibilité électrique, la conductibilité de solutions de $FeCl^3$ hydrolysées pouvant atteindre des valeurs supérieures à celle de solutions au même titre de $FeCl^3$ additionnées de HCl. Les produits qui prennent naissance pendant l'hydrolyse ne sont pas les mêmes; seuls les premiers formés sont aisément ramenés à l'état de $FeCl^3$ par HCl présent dès que les conditions d'équilibre l'exigent; mais, au fur et à mesure que l'hydrolyse progresse, HCl ne fait que rendre plus résistants les composés formés; ces faits conduisent à l'hypothèse que la constitution du colloïde formé aux dépens des produits de l'hydrolyse est celle d'ions complexes.

M^lle GLEDITSCH. — Sur le lithium contenu dans les minéraux radioactifs. P. 1148.

Sir William Ramsay a annoncé que l'émanation du radium transforme le cuivre en lithium; il est donc intéressant de savoir si les minéraux contenant du cuivre et du radium contiennent aussi du lithium. C'est ce que l'on constate en effet dans une pechblende de Joachimstal.

ATHANASIADIS. — Flammes sonnantes et tubes à flammes à plusieurs sons. P. 1148.

Un tube sonore porte dans un de ses nœuds une capsule manométrique. De cette capsule part un tube de caoutchouc au bout duquel est adapté un tube de verre effilé d'orifice d'environ 1 millimètre. On obtient alors un son dont l'intensité dépend de la longueur de la flamme et de la hauteur du son du tuyau, ainsi que de l'amplitude des vibrations de la membrane manométrique et du diamètre de l'orifice du tube de verre. Cette flamme peut du reste produire en même

temps deux ou plusieurs sons ; branchée sur deux capsules accolées à deux tuyaux (do_3 et sol_3), elle rend ces deux sons à la fois.

JEAN BECQUEREL. — Sur l'emploi des très basses températures pour l'analyse spectrale et pour l'étude des phénomènes magnéto-optiques dans les solutions. — P. 1150.

On sait que les bandes d'absorption des solides deviennent plus fines et en général beaucoup plus intenses aux très basses températures. Il en est de même pour les solutions solides, celles des terres rares en particulier. On observe alors que les bandes des spectres dépendent du solvant ; elles diminuent très légèrement de longueur d'onde quand la concentration augmente, sont rejetées du côté du violet quand la température diminue, se déplacent dans un champ magnétique, certains groupes dans le sens correspondant à des électrons négatifs, les autres groupes dans celui correspondant aux électrons positifs.

PIERRE WEISS. — L'intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel. P. 1155.

En opérant avec des entrefers plus étendus que ceux précédemment employés, M. Weiss trouve que les intensités d'aimantation à saturation du fer et du nickel à la température ordinaire sont données par 1 731 et 495, à 0,5 0/0 près.

A. PÉROT. — Application de la loi de Poiseuille à la mesure des pressions élevées. — P. 1157.

Mesure, en fonction de la pression, de la vitesse d'écoulement température constante de l'eau à travers un tube capillaire relié a l'éprouvette de l'appareil Cailletet. La précision donnée par l'appareil une fois taré est suffisante pour l'étalonnage d'appareils industriels, mais elle serait inacceptable pour des mesures de précision.

LOUIS DENAYROUZE. — Sur l'emploi des hydrocarbures lourds pour l'éclairage. P. 1159.

Ces liquides sont les produits d'une double distillation : l'un passe de 140° à 200° environ, l'autre de 200° à 270°. Ces liquides, peu

inflammables, ne présentent aucun danger dans leur maniement; ils sont économiques, ont un pouvoir calorifique élevé et pourront s'appliquer aussi avec avantage au chauffage.

OURIOT et JEAN MEUNIER. — Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent. — P. 1161.

Les conducteurs électriques de petit diamètre sont impuissants à faire détoner par simple incandescence les mélanges de grisou et d'air. Cela tient probablement à ce que le fil électrisé attire vers lui les molécules d'oxygène et repousse celles de l'hydrocarbure; autour de la gaine incandescente, il n'y a plus alors assez d'hydrocarbure pour l'explosion. Mais, si le fil est suffisamment volumineux, il pourra par rayonnement porter la couche inflammable à sa température d'inflammation (650°), d'où explosion. On explique de la même façon l'abaissement de 6 à 5 0/0 de la limite d'inflammabilité du grisou par l'étincelle de rupture. L'explosion par l'étincelle disruptive ne peut aussi se faire que quand la résistance électrique de la dérivation du courant (ou la résistance propre de l'appareil, quand il s'agit de pile ou d'accumulateur) est notablement plus considérable que celle du fil incandescent; c'est un phénomène analogue à celui du coup de bélier dans les canalisations d'eau.

A. PORTEVIN. — L'équilibre du système nickel-bismuth. — P. 1168.

Etude technique et micrographique. L'état d'équilibre n'est atteint que par les alliages voisins des métaux purs; pour les autres, on obtient des complexes à trois et quatre phases caractérisant des systèmes binaires hors d'équilibre.

A. DE GRAMONT. — Appareil destiné à la production des spectres d'étincelle des solutions. — P. 1170.

Description et dessin de l'appareil, où l'étincelle éclate entre deux gouttes du liquide à étudier, amenées l'une au-dessus de l'autre aux extrémités de deux tubes capillaires en silice fondue, ce qui élimine

les raies étrangères dues soit aux électrodes, soit aux impuretés du verre. Il est préférable d'employer une bobine ordinaire avec faible condensation, avec ou sans self.

JULES AMAR. — Effets de la lumière sur la vision. — P. 1219.

L'action modérée du soleil semble favoriser l'acuité visuelle, et celle-ci n'est guère influencée par les variations d'éclairage. La vision des couleurs est légèrement améliorée par un éclairage habituel modéré ; l'intensité de la lumière solaire paraît exercer une fatigue rétinienne permanente.

G.-A. HEMSALECH et C. DE WATTEVILLE. — Sur les spectres de flamme obtenus par voie électrique. — P. 1266.

La méthode indiquée précédemment [1] ne s'applique pas aux corps rares que l'on ne possède qu'à l'état de sel. Pour ceux-ci, il suffit de les incorporer à un ciment peu fusible, ne donnant pas naissance à un spectre de flammes propre à gêner l'observation de celui qu'on étudie, et de les introduire au centre de la plus basse des deux électrodes verticales en charbon entre lesquelles éclate l'arc. Le courant d'air entraîne alors les vapeurs condensées à l'état de division extrême et la flamme du brûleur alimenté par cet air en donne le spectre.

AUDIFFREN et SINGRUN. — Le frigorifère Audiffren. — P. 1268.

Description et dessin d'un frigorifère qui permet de supprimer tous les organes donnant lieu à réparations : bielles, clapets, soupapes, joints, presse-étoupes, segments, robinets de réglage, et même les manomètres, la machine se servant à elle-même d'appareil de sûreté. Le rendement est rendu uniforme, quelle que soit la puissance de l'appareil, en emprisonnant le compresseur dans une enceinte hermétiquement close formant condenseur et en la faisant actionner par un moteur extérieur sans percer la paroi, ce qui

---

(1) *C. R.*, t. CXLIV, p. 1338 ; — *J. de Phys.*, 1907.

aurait entraîné l'emploi du presse-étoupes. Le condenseur communique avec une autre enceinte jouant le rôle de réfrigérant par un arbre creux.

Le compresseur est un cylindre oscillant sur deux tourillons, muni d'un piston massif immergé dans un bain d'huile neutre qui remplit les vides et les espaces nuisibles. Il aspire les vapeurs émises dans le réfrigérant en raison de la diminution de pression qu'il provoque et les refoule dans le condenseur sur la périphérie duquel se refait la liquéfaction. Le liquide régénéré se sépare de l'huile par différence de densité et retourne par différence de pression dans le réfrigérant entouré du liquide à refroidir.

J. DE KOWALSKI. — Sur la phosphorescence à basse température. — P. 1270.

A la température de l'air liquide, la phosphorescence des solutions alcooliques des nitrates des terres rares et sa durée y sont relativement grandes. De même les solutions alcooliques de phénanthrène, d'anthracène et d'anthraquinone solidifiées sont aussi fortement phosphorescentes, avec, en général, un optimum dépendant de la concentration.

GEORGES CHARPY. — Sur la solubilité du graphite dans le fer. — P. 1277.

La solubilité du graphite dans le fer décroît régulièrement avec la température, et cette solubilité à 1000° doit être de 1 0/0 dans le fer pur.

DELAUNEY. — Essai sur certaines relations entre les poids atomiques des corps simples. — P. 1279.

Il semble que les poids atomiques (pour $O = 16$) soient de la forme $\frac{A^2}{n}$, A et n étant des nombres entiers. Les corps analogues ont des n égaux, ou voisins, ou en progression régulière.

G. BELLOC. — Gaz occlus dans les aciers. — P. 1280.

Dans le domaine du fer α, le dégagement de gaz reste très faible, augmentant avec la température, puis un dégagement abondant a lieu

au début de la transformation du fer α en fer β, qui reprend avec la transformation du fer β en fer γ et, après avoir passé par un maximum au cours de cette transformation, paraît augmenter avec la température dans le domaine du fer γ. Ces gaz sont des mélanges de CO^2, CO, H, Az. CO^2 se dégage le premier et forme au début la presque totalité du volume. A partir de 400°, H et CO apparaissent, puis à 550° l'azote se dégage. H, Az, CO se dégagent aussi aux températures plus élevées, tandis que CO^2 cesse à 550°.

L. MALCLÈS. — Sur les diélectriques liquides. — P. 1325.

Suite des intéressantes recherches de l'auteur (1), qui détermine la constante et le résidu des liquides isolants (huile de vaseline, constante trouvée = 1,9; benzine, constante = 2,28, et essence de térébenthine, constante = 2,02) enfermés dans la paraffine dure, fusible à 72°, dépourvue d'effet résiduel, comme il l'avait fait pour les diélectriques solides noyés dans la même paraffine.

Les liquides conducteurs, eau distillée, mercure, ne présentent aucun résidu, mais l'équilibre électrostatique que l'on obtient instantanément avec eux est le même que celui qu'on atteint lorsque, leur substituant un diélectrique liquide à résidu, on attend un temps suffisant pour que la surcharge lente ne subisse plus d'accroissement sensible.

H. ABRAHAM et DEVAUX-CHARBONNEL. — Les conditions de rendement maximum pour les appareils téléphoniques. — P. 1326.

Il y a dans chaque poste téléphonique une pile dont le courant traverse d'abord les charbons du microphone, puis le gros fil d'un transformateur. Le fil fin de ce transformateur fait partie du circuit de la ligne, qui contient aussi les récepteurs du poste.

Les études faites par les auteurs conduisent aux règles de construction suivantes :

1° Prendre des récepteurs ayant une résistance de 100 à 200 ohms ;

2° Prendre un rapport de transformation voisin de 6 ou 7 ;

3° Avoir pour l'impédance du fil fin du transformateur une valeur notablement plus grande que la résistance apparente de la ligne ;

(1) *C. R.*, février 1907.

4°. Prendre les transformateurs des appareils téléphoniques plus gros ;

5° Apporter au microphone de grands perfectionnements dont il paraît encore susceptible.

G. URBAIN. — Sur la nature de quelques éléments et méta-éléments phosphorescents de sir W. Crookes. — P. 1335.

Sir W. Crookes a attribué les bandes spectrales des terres rares tantôt à des éléments nouveaux, tantôt à des méta-éléments dont la définition n'est pas précise. En particulier, parmi les terres du groupe du gadolinium, Crookes signale l'existence des éléments G_δ, G_ϵ, G_ζ, ionium et incognitum. Les recherches de M. Urbain montrent au contraire qu'il est inutile d'admettre que les terres rares phosphorescentes sont constituées par des mélanges d'éléments, car ces substances manifestent toujours des variations spectrales quand la quantité de diluant varie.

RENÉ BENOIT. — Sur les déterminations récentes du volume du kilogramme d'eau. — P. 1385.

Historique complet de la question. Résultats des travaux faits au Bureau international, dont le principe est toujours de déterminer, par des mesures de longueur rapportées à l'étalon, le volume d'un cylindre ou cube aussi parfait que possible, puis de mesurer la poussée dans l'eau redistillée en condenseur de platine, les pesées étant rapportées au kilogramme étalon.

Mesure du volume par	1 kilog. d'e[illegible] a un volu[illegible]
Méthode de contact (cylindre de bronze).................	1^{dm^3},0000[illegible]
— interférentielle par réflexion (cubes de crown)...	1 ,0000[illegible]
— — par transmission (cubes de quartz).	1 ,0000[illegible]

La moyenne 1^{dm^3},000028 ne doit avoir une incertitude probable que de une à deux unités sur le dernier chiffre.

JEAN BECQUEREL. — Sur les variations des bandes d'absorption des sels de didyme et d'erbium dans un champ magnétique. — P. 1412.

Les études de M. Becquerel le conduisent aux conclusions suivantes :

1° La variabilité des bandes d'absorption dans un champ magnétique est générale et s'observerait sans doute dans la plupart des corps possédant l'absorption sélective si l'on pouvait abaisser la température suffisamment pour observer des bandes assez fines ;

2° La grandeur du déplacement d'une bande dans un champ déterminé semble une propriété caractéristique du système oscillant;

3° Le sens dans lequel se déplacent les bandes correspondant à des vibrations circulaires de même sens est variable, ce qui permet l'hypothèse d'électrons positifs.

PIERRE WEISS. — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques. — P. 1417.

L'hypothèse du champ moléculaire rend compte quantitativement de l'anomalie des chaleurs spécifiques des substances ferromagnétiques ; c'est ainsi que, pour le fer, le nickel et la magnétite, les résultats expérimentaux concordent parfaitement avec les résultats théoriques.

HENRI CHAUMAT. — Réduction électrolytique de l'indigo. — P. 1419.

La réduction s'effectue très bien en mélangeant l'indigo bleu intimement à une poudre conductrice en grains plus grossiers, graphite en poudre par exemple; le tout est tassé dans un sac de toile autour d'une âme conductrice en charbon et sert de cathode. Si la solution électrolytique est du carbonate de soude, il se forme juste la quantité théorique de soude nécessaire pour dissoudre l'indigo réduit. L'auteur indique les précautions à prendre. Grâce à l'addition au bain de sulfites, bisulfites ou sulfures alcalins ou alcalino-terreux, on peut supprimer le diaphragme et avoir un meilleur rendement pour la même quantité d'énergie dépensée.

BOIZARD.

A. WÖRMANN. — Die Neutralisations wärme starker Säuren und Basen und ihre Aenderung mit Temperatur und Konzentration (Chaleur de neutralisation des acides et des bases forts : variation avec la température et la concentration). — *Ann. der Physik*, t. XVIII, p. 775-796.

Entre 0° et 300°, la chaleur de neutralisation décroît suivant une fonction linéaire de la température. L'influence de la concentration ne se fait sentir que lorsque la concentration est déjà forte. La chaleur de neutralisation paraît diminuer fortement entre la concentration demi-normale et la concentration normale, puis rester constante ensuite.

M. LAMOTTE.

G. SCHWALBE. — Ueber die beim Benetzen pulverförmiger Körper, insbesondere von Sand, mit Wasser auftretende Wärmetonung... etc. (Chaleur dégagée quand on mouille d'eau les corps pulvérulents, en particulier le sable). — *Ann. der Physik.*, t. XVI, p. 32-46.

Quand on mouille avec de l'eau du sable ou de la silice, on constate une élévation ou un abaissement de température, suivant que la température initiale de l'eau est supérieure ou inférieure à 4° ; à 4°, il n'y a aucune variation.

La variation de température passe par un maximum pour un mélange en proportions déterminées.

M. LAMOTTE.

SUR QUELQUES PHÉNOMÈNES DUS AUX RENCONTRES ENTRE ÉLECTRONS, IONS, ATOMES ET MOLÉCULES ;

Par M. AUGUSTE RIGHI (1).

Le choix du sujet pour cette conférence a été déterminé par les considérations suivantes.

Avant tout, j'ai pensé que j'aurais mieux réussi à entretenir l'attention des auditeurs en traitant quelque question qui se rattache intimement à ces théories modernes qui, en ce moment, excitent l'intérêt des physiciens.

En second lieu, il m'a semblé que c'était pour moi un devoir envers ceux qui m'avaient fait l'honneur de m'inviter, de donner à une partie au moins de mon exposition un certain cachet personnel. Or, dans la conférence qui suit, j'aurai en effet occasion soit de rappeler certaines recherches à moi déjà anciennes, soit de rapporter les premiers résultats d'une étude expérimentale en cours d'exécution.

Je ne me propose naturellement pas de prendre en considération tous les cas possibles de rencontre entre des électrons et des particules matérielles, électrisées ou non, car cela donnerait à mon discours une trop grande étendue et m'obligerait à parler de faits trop connus ou trop peu importants. Ainsi je ne m'occuperai pas de ce qui se produit lorsque deux particules matérielles neutres arrivent près l'une de l'autre, et je supposerai toujours qu'il s'agit d'ions ou d'électrons qui se rencontrent entre eux, ou qui rencontrent des atomes ou des molécules ; même je n'aborderai qu'un très petit nombre de cas de cette espèce.

Pour la clarté de mon exposition, je tiens tout d'abord à bien définir le sens que je donne au mot *ion*. Plusieurs physiciens comprennent aussi sous cette dénomination les électrons, c'est-à-dire les charges élémentaires indivisibles qui, lorsqu'elles sont animées par un mouvement de translation, constituent les rayons cathodiques, qui possèdent une inertie apparente ou électromagnétique due à leur mouvement, et qui, suivant les idées nouvelles, font partie de la constitution de tout atome. Je préfère, avec d'autres physiciens, réserver le mot *ion* pour désigner un atome qui a été privé d'un ou de plusieurs

(1) Conférence faite à la Société française de Physique : Séance du 28 avril 1908.

électrons négatifs (ion positif mono ou plurivalent), ou dans la structure duquel un ou plusieurs électrons négatifs ont été ajoutés (ion négatif mono ou plurivalent). Il est bon aussi, pour abréger le langage, de convenir que, lorsqu'on parle d'électrons, il s'agit toujours d'électrons négatifs. Les électrons positifs, en admettant qu'ils existent réellement, ont échappé jusqu'ici à tous les essais qu'on a faits pour les isoler, ou, tout au moins, on peut dire qu'il n'est pas bien démontré qu'ils puissent exister libres comme les électrons négatifs.

Il est bien entendu que rien ne s'oppose à admettre l'existence des électrons positifs, même à défaut de la possibilité de les isoler. Ainsi beaucoup de physiciens, les physiciens allemands surtout, considèrent les atomes comme des systèmes d'électrons des deux espèces, pendant que d'autres, les physiciens anglais surtout, préfèrent considérer la partie positive d'un atome comme une sphère positive unique, sorte de grand électron positif à l'intérieur duquel, et autour de son centre, se meuvent les électrons négatifs. Une telle structure, comprenant des électrons satellites, qui est suggérée par certains phénomènes, peut être admise aussi, si l'on y tient, si l'on croit à l'existence des électrons positifs. Il suffit pour cela de supposer la sphère positive précédente constituée par l'ensemble de tous les électrons positifs avec une partie des négatifs, formant un ensemble positif, pendant que les électrons négatifs restants se meuvent suivant des orbites fermées.

Que l'on considère d'une manière ou de l'autre la structure d'un atome, on comprend que, lorsque deux atomes ou deux molécules, etc., ou généralement deux particules matérielles, se rapprochent de plus en plus, des forces diverses suivant les circonstances devront se manifester. S'il s'agit d'ions ou d'électrons, il est vraisemblable que, lorsque leur distance est très grande par rapport aux dimensions atomiques, on n'ait à considérer qu'une force électrique égale à celle qui existerait si les charges étaient concentrées en deux points. Mais si, au contraire, ladite distance devient assez petite, cette simplification ne peut se faire, et il faut tenir compte des forces multiples effectivement existantes, dont les effets peuvent à chaque instant changer du tout au tout, suivant l'orientation réciproque des deux particules.

Un des résultats que peut avoir un tel rapprochement entre un ion ou un électron, d'une part, et un atome ou une molécule, de l'autre,

c'est l'ionisation de ces derniers, c'est-à-dire la séparation d'électrons (généralement de un) qui resteront longtemps libres, ou ne tarderont pas à s'attacher à des atomes et à former ainsi des ions négatifs, suivant que la pression du gaz dont ces particules font partie est très petite ou très élevée.

Pour que l'ionisation puisse avoir lieu, il faut naturellement qu'une certaine quantité d'énergie soit dépensée, et, s'il n'y a pas de source étrangère, elle doit être fournie par la force vive de translation. Celle-ci ne fera pas défaut et même deviendra considérable pour des ions ou des électrons placés dans un champ électrique. Mais, s'il n'y a pas de champ électrique, ou s'il est assez faible, les vitesses restent, en moyenne, très petites, et les rencontres des ions avec les molécules ou les atomes ne peuvent donner lieu à la production de nouveaux ions.

Je ne me propose pas de vous entretenir du premier de ces deux cas extrêmes possibles, c'est-à-dire de l'ionisation par choc, qui est la base de la théorie des décharges électriques autonomes ; je m'arrêterai, au contraire, sur le deuxième, pour étudier des phénomènes de deux espèces différentes, qui se présentent alors.

Considérons, en premier lieu, un gaz à la pression ordinaire contenant des ions et placé dans un champ électrique faible. Ces ions, qui peuvent avoir une origine quelconque, possèdent une vitesse dont la composante parallèle à la direction du champ ira en croissant entre deux rencontres successives, sans toutefois que l'énergie arrive à la valeur nécessaire pour qu'il y ait ionisation. A chaque nouvelle rencontre, la vitesse de translation d'un ion subira généralement une diminution et, dès qu'il s'éloignera de la particule qu'il a rencontrée sur son chemin, la force électrique lui communiquera une nouvelle vitesse. On pourrait croire que, dans des conditions telles que celles-ci, il ne puisse se produire qu'une confusion complète, ou du moins aucun phénomène digne de remarque ; mais il n'en est rien, comme on va le voir.

J'ai en effet autrefois démontré que les mouvements des ions dans un gaz ionisé à la pression atmosphérique présentent dans leur ensemble une remarquable régularité, lorsqu'il existe un champ électrique, assez faible toutefois pour que l'ionisation par choc n'ait pas lieu, ou n'ait lieu que dans un petit espace.

Mes expériences sur les ombres électriques dans l'air libre sont déjà anciennes, car elles ont été commencées en 1881, bien avant

donc que la théorie des ions et des électrons ait pris naissance. On admettait alors généralement que les ombres de Hittorf, Goldstein et Crookes étaient dues à des molécules gazeuses électrisées négativement et repoussées par la cathode, et mon but était de voir si, comme je le supposais, on pouvait produire des phénomènes semblables dans l'air non raréfié. Dans mes premières expériences, l'émission des particules électrisées était obtenue par la décharge entre une pointe aiguë et un plateau conducteur placé vis-à-vis de la pointe; et voici comment on peut les expliquer aujourd'hui avec les termes que suggère la théorie des ions.

Très près de la pointe il y a, comme l'on sait, deux régions d'ionisation par choc, qui fournissent l'une à l'autre les ions; mais, dans la plus grande partie du champ électrique, celui-ci peut être assez faible pour que les ions de même nom que la pointe, les seuls qui se meuvent alors dans la plus grande partie du champ, soient incapables d'ioniser par choc les molécules de l'air, qu'ils rencontrent sur leur chemin. Les chocs, naturellement très fréquents à la pression atmosphérique, n'ont d'autre effet que d'empêcher les ions d'accélérer sans limite leur mouvement, et même de maintenir leurs vitesses à de faibles valeurs. Il s'ensuit que les ions se meuvent à tout instant à peu près dans la direction de la force électrique. Leurs trajectoires différeront donc très peu des lignes de force, et tout obstacle placé sur leur chemin projettera une ombre.

Pour vérifier cette prévision, il fallait trouver quelque artifice pour rendre cette ombre visible, et on y arrive, par exemple, en plaçant devant la pointe et au delà de l'obstacle, et précisément tout près de l'électrode plane, une lame isolante, qui s'électrise partout où l'obstacle ne la défend pas des ions qui la bombardent. Le mélange bien connu de minium et de soufre en poudres très fines rend facilement visible cette ombre.

On peut aussi opérer de la manière suivante : On dépose sur le plateau métallique, placé cette fois horizontalement, au-dessous de la pointe tournée vers le bas, une couche légère d'une poudre conductrice. Celle-ci sera vivement projetée loin par la région située dans l'ombre, car ici les ions n'arrivent pas pour décharger les particules de poudre, qui retombent donc continuellement à leur place sur le plateau.

Je puis vous montrer une expérience de ce genre, que l'on pourra considérer comme dédiée aux dames, car je vais employer un objet

qui est en même temps un des produits de leurs mains habiles et un des coefficients de leur élégance. J'emploie en effet comme obstacle destiné à arrêter les ions et à projeter son ombre un morceau de dentelle, placé horizontalement entre cette pointe tournée vers le bas et communiquant avec le pôle négatif de la bobine d'induction, et ce papier blanc placé au-dessous sur un plan conducteur communiquant avec le pôle positif. Après avoir déposé une légère couche de limaille de fer très fine sur le papier, je mets en action la bobine pour un instant. Voilà l'ombre blanche de la dentelle sur fond noir qui s'est produite de la manière décrite auparavant.

Ainsi, une pointe électrisée ne produit pas tout simplement, comme on a cru pendant longtemps, un courant d'air analogue à celui que l'on pourrait obtenir en soufflant dans un tube effilé.

Plus tard j'obtins des résultats tout à fait semblables dans l'air ionisé, non plus par la décharge, mais par l'action des radiations sur les corps électrisés négativement, ou par l'action sur l'air des radiations de Röntgen ou de celles émises par les corps radioactifs, ou enfin en ionisant l'air au moyen d'un fil de platine incandescent.

Mais des expériences de cette sorte seraient peu probantes, si l'on ne pouvait s'assurer de l'identité presque parfaite entre les trajectoires réellement parcourues par les ions et les lignes de force du champ. Comme la forme de ces lignes est presque toujours très compliquée, j'ai eu recours aux distributions cylindriques, et précisément au cas du champ dû à deux cylindres à section circulaire, parallèles entre eux et chargés avec signes contraires. L'un d'eux peut être constitué par un plateau communiquant avec la terre. On sait que, dans ce cas, les lignes de force sont des arcs de cercle, et il est très aisé de calculer le point d'arrivée de l'une d'elles sur un des deux conducteurs, lorsqu'on se donne le point de départ sur l'autre conducteur, ou bien un quelconque de ses points. Cela permet d'indiquer d'avance la forme et la place de l'ombre projetée par un obstacle donné. L'accord avec l'expérience fut toujours des plus satisfaisants.

Les changements, que j'ai constatés par expérience, lorsqu'on diminue la pression de l'air, sont, eux aussi, en plein accord avec ce que l'on pouvait prévoir. Pendant qu'aux hautes pressions on n'a affaire presque exclusivement qu'à des ions des deux espèces, lorsque la pression diminue de simples électrons se présentent en nombre croissant à la place des ions négatifs. En même temps, les

rencontres des particules électriques, ou électrisées, avec les molécules, deviennent de plus en plus rares; les ions et les électrons parcourent donc des trajectoires qui diffèrent de plus en plus des lignes de force et qui se rapprochent des tangentes à ces lignes aux points de départ, jusqu'à ce qu'enfin ces trajectoires deviennent sensiblement rectilignes. On vérifie donc qu'il existe un passage graduel entre le cas des ions, qui suivent presque exactement les lignes de force, et le cas des électrons, qui constituent les rayons cathodiques. ou le cas des ions positifs, qui constituent les rayons-canaux.

Dans tous les cas, ce n'est que d'une manière approximative que les ions suivent les lignes de force ; ils peuvent même s'en écarter d'une manière marquée, particulièrement là où le champ a une plus grande intensité, par exemple près des conducteurs. De là la possibilité de les faire passer par de petites ouvertures percées dans une électrode, précisément comme lors de la production des rayons-canaux dans un tube à vide.

Pour réaliser ce phénomène, je n'ai eu qu'à substituer à la plaque métallique, placée vis-à-vis de la pointe aiguë dans l'expérience primitive, une toile métallique. Alors certains des ions partis de la pointe et arrivés très près des fils métalliques, au lieu de se diriger sur eux en suivant les lignes de force, peuvent les contourner et passer au delà de la toile. Un conducteur électrisé en sens contraire des ions et placé au delà de celle-ci pourra régler et diriger leurs mouvements, et dans ce nouveau champ électrique on pourra mettre en évidence le fait qu'ils en suivent sensiblement les lignes de force.

Pour vous montrer avec quelle précision s'effectue ce mouvement des ions, je vous présenterai le résultat d'une expérience qui était disposée comme dans la figure (*fig.* 1) projetée devant vous en ce moment : A est la pointe ; BC, la toile métallique traversée par les ions partis de A ; GF est un plateau conducteur électrisé en sens contraire de la pointe, et DE une lame d'ébonite placée près de sa surface. Comme BC est en communication avec le sol, il se forme entre BC et FG un champ sensiblement uniforme. Dès lors les ions. qui traversent les ouvertures de la toile, portent sur l'ébonite leur charge, que le mélange de minium et de soufre rendra visible. Voici l'image photographique de l'ébonite après l'expérience (*fig.* 2) et, à sa gauche, celle de la toile. Vous pouvez apprécier ainsi avec quelle précision les ions ont formé, pendant leur mouvement, des faisceaux

à section carrée, et ont imprimé sur l'ébonite une image fidèle des ouvertures de la toile. Dans cette expérience, le champ étant uniforme, il n'y avait pas, de la part des ions, tendance à s'écarter des lignes de force. Mais les résultats sont non moins satisfaisants avec des champs non uniformes.

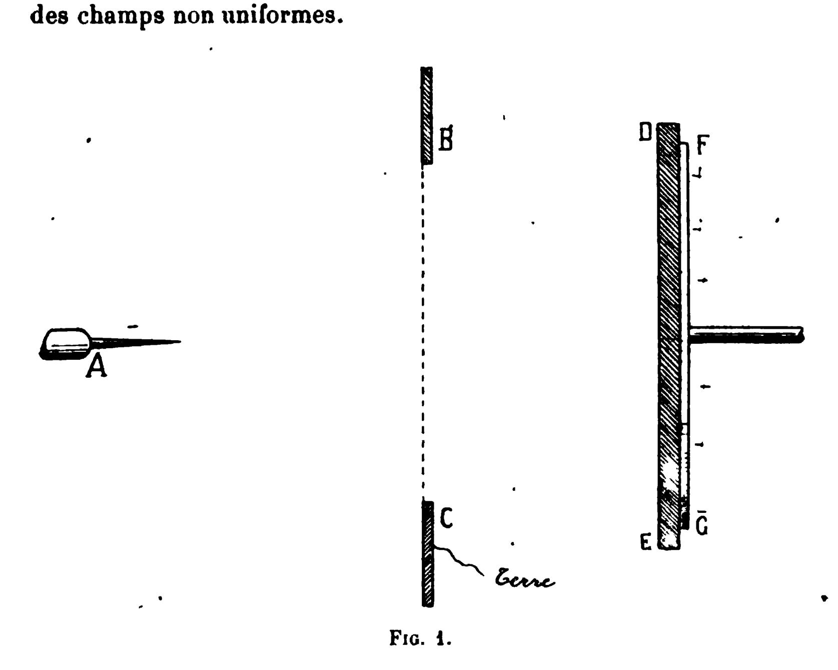


Fig. 1.

D'après ce que je viens de vous exposer à propos des ombres électriques, on comprendra que, pour bien connaître les phénomènes qui se produisent lors de la rencontre d'un ion avec une molécule, il ne faut pas se limiter, comme on le fait généralement, à considérer seulement l'ionisation de celle-ci.

Mais d'autres phénomènes encore, qui sont d'une nature tout à fait différente, peuvent se produire lorsque des ions rencontrent des atomes ou des molécules sans les ioniser.

Si deux particules matérielles se trouvent très près l'une de l'autre, et si leurs vitesses diffèrent assez peu en grandeur et en direction, il peut se faire que, au moins temporairement, les forces réciproques entre les électrons dont elles sont constituées les maintiennent unies. Sans exclure la possibilité d'une réunion entre deux molécules, celle entre un ion et une molécule paraît être naturellement la plus pro-

Fig. 9.

bable. Il paraît probable aussi qu'un ion puisse s'agréger successivement plusieurs molécules en formant entre elles un lien, et donnant lieu ainsi à la constitution d'une masse beaucoup plus considérable que celle d'une molécule ou d'un ion, et cependant ne portant qu'une charge égale à celle qui correspond en valeur absolue à un électron. Des systèmes de ce genre pourront être continuellement détruits par de nouvelles rencontres, mais d'autres pourront se former à tout moment.

Rien ne s'oppose à admettre qu'un ion de signe contraire puisse adhérer à un de ces systèmes ; il paraît même probable que ce fait doive se produire très souvent. On aura alors un système neutre, de masse plus considérable que celle d'une simple molécule.

A mon avis, les gros ions découverts par M. Langevin dans l'air, et que M. Bloch a démontré exister dans d'autres circonstances, et cette espèce de gros ions latents, c'est-à-dire de grosses masses prêtes à devenir de gros ions, mis en évidence par M. de Broglie, sont la réalisation de ce que je viens d'imaginer. L'existence de ces intéressants phénomènes ayant été révélée ici, je n'oserai pas m'y arrêter. Je préfère indiquer, comme j'ai eu déjà occasion de le faire il y a quelques mois, certaines analogies qu'ils me semblent présenter avec d'autres phénomènes de nature différente.

Il y a lieu de croire que des agrégations pluriatomiques ou plurimoléculaires semblables à celles dont j'ai parlé tout à l'heure puissent se former dans le sein des liquides, électrolytes ou non. En particulier, je ne puis m'empêcher de voir une analogie intime entre les gros ions et les granules d'un colloïde.

Comme les ions dans les gaz ou dans les électrolytes, les granules des solutions colloïdales possèdent une charge électrique, et tout le monde connaît les expériences élégantes de MM. Cotton et Mouton, qui rendent directement accessibles à la vue les mouvements des granules dans un champ électrique. Mais leur mobilité est si petite, lorsqu'on la compare à celle des ions dans un électrolyte, que la conductibilité d'un colloïde est extrêmement faible par rapport à celle d'une solution saline. Comme cette petitesse de la mobilité tient vraisemblablement à la grandeur de la masse, on voit que les granules d'un colloïde sont aux ions d'un électrolyte ce que sont les gros ions aux ions gazeux ordinaires.

En suivant cette voie des analogies, on peut arriver très loin, jusqu'à ne plus voir aucune ligne de séparation bien nette entre les mo-

lécules et des masses assez considérables pour qu'on doive les appeler des corps.

D'abord on reconnaît généralement qu'il serait difficile d'établir une ligne de démarcation très nette entre les vraies solutions et les liquides colloïdaux. Il est vrai que ceux-ci ont une structure essentiellement discontinue, qui souvent est rendue perceptible par l'ultramicroscope, mais qui plus généralement est révélée par la diffraction de la lumière qui les traverse ; mais, suivant MM. Lobry et Wolff, une action semblable peut être produite par de vraies solutions salines, dont les molécules donneraient lieu à la diffraction; suivant une théorie connue, les molécules de l'air produiraient par diffraction le bleu du ciel.

On peut ajouter que, comme sous l'action de la pesanteur, ou, d'une manière plus rapide, au moyen de la centrifugation, on peut séparer les granules d'un colloïde, suivant lesdits auteurs on arrive à concentrer par centrifugation dans les régions périphériques une solution d'iodure de potassium. Si ces résultats remarquables sont généralisés, on devra bien admettre que granules et ions électrolytiques ne diffèrent au fond surtout que par la grandeur de leur masse, et reconnaître que ce qui est mouvement rapide et invisible de l'ion peut se transformer sans transition brusque en mouvement brownien du granule, que ce qui est diffusibilité rapide et conductibilité électrique assez marquée dans les solutions salines devient en conséquence pression osmotique et conductibilité presque nulles dans les colloïdes, et ainsi de suite.

Mais, d'un autre côté, certaines analogies frappantes paraissent exister entre les liquides colloïdaux et les simples suspensions, c'est-à-dire les liquides dans lesquels nagent des particules solides extrêmement petites, obtenues au moyen d'une précipitation chimique ou d'une autre manière quelconque. Je ne considérerai à ce propos que la question suivante :

Supposons que l'on détermine la densité d'un colloïde ou d'une suspension au moyen du picnomètre. Il est évident que le résultat numérique auquel on parvient coïncide avec celui qu'on pourrait calculer d'avance si l'on connaissait la densité du liquide dans toute son extension et celle des granules ou des particules suspendues, ainsi que leur volume. Mais, si l'on mesure la densité au moyen de l'aréomètre, il paraît, tout au moins dans le cas des suspensions, que l'on doive obtenir un résultat différent, et précisément la den-

sité du liquide seul. En effet, la présence de particules solides dans un liquide ne paraît pas devoir exercer la moindre influence sur la poussée hydrostatique que ressent l'aréomètre.

Au contraire, le résultat que l'on obtient avec l'aréomètre diffère d'autant moins de celui que l'on obtient avec le picnomètre que les particules solides sont plus petites et tombent plus lentement.

Des recherches récentes de M. Loeffler et de quelque autre physicien ont donné la clef de l'explication de ce fait curieux, basée sur l'action des courants liquides produits par les particules tombant lentement. Or, vu la continuité qui apparaît entre ions, granules et petits solides en suspension, on serait tenté d'appliquer une explication mécanique semblable au fait de l'augmentation de densité d'un liquide, lorsqu'on y dissout un sel quelconque.

De ce que je viens d'exposer rapidement, on peut conclure que les agrégations qui peuvent se former lors des rencontres entre ions et atomes ou molécules peuvent être plus ou moins complexes, peut-être à d'innombrables degrés, et que la conception classique, suivant laquelle il y a simplement des corps ou des éléments cristallins, ou des molécules, ou des atomes, ou (on pourrait ajouter aujourd'hui) des électrons, devrait être modifiée par l'admission de l'existence d'une infinité de degrés par lesquels on peut passer de la molécule aux corps proprement dits.

Ces considérations nous ont transporté dans la mer périlleuse des hypothèses fantastiques. Hâtons notre retour à terre pour arriver au sujet principal de ma conférence et considérer, cette fois avec une certaine extension, un dernier cas de rencontre, et précisément celle entre un électron et un ion positif.

On n'a jamais songé, que je sache, à un cas possible, qui me semble mériter cependant l'attention des physiciens. On admet que la rencontre entre un électron et un ion positif a pour conséquence immédiate leur neutralisation, c'est-à-dire leur union pour former un atome neutre. Naturellement on n'exclut pas, bien que l'on n'ait pas occasion de l'affirmer, que, sous certaines conditions de grandeur et direction de leurs vitesses, l'électron et l'ion positif puissent, après s'être approchés jusqu'à une certaine distance minimum, rester séparés et s'éloigner l'un de l'autre, emportés par leurs vitesses respectives.

Eh bien ! il me semble qu'il y a un troisième cas possible, et précisément la formation d'un système binaire, neutre dans son ensemble, mais bien différent d'un atome. Je conçois ce système comme une espèce d'étoile double. Les deux astres qui la composent sont l'électron et l'ion positif ; la gravitation, qui oblige les deux astres à tourner autour du centre de leurs masses, est ici remplacée par l'attraction électrique. Je crois que la possibilité de la formation de systèmes semblables ne peut être niée par personne ; car, entre le cas où l'électron et l'ion s'approchent si peu et dans des conditions telles qu'ils restent séparés, et l'autre cas extrême dans lequel ils s'approchent de manière que l'électron entre dans la structure de l'ion en le transformant en atome, il doit y avoir le cas intermédiaire dans lequel l'électron s'approche assez de l'ion pour être capté, tout en restant assez éloigné pour que l'ion agisse sur lui comme un centre unique chargé positivement.

Une fois cette possibilité admise, il fallait examiner si, et dans quelles conditions, on pouvait espérer déceler la présence de ces nouvelles structures atomiques dans un gaz ionisé.

Avant tout, il paraît évident qu'une structure de cette espèce sera très instable, car, à la suite de sa rencontre avec un ion ou une molécule, aura lieu ou la séparation de l'électron de l'ion positif, ce qui sera bien plus facile que l'ionisation d'un atome, ou un rapprochement de l'électron à l'ion, qui déterminera leur combinaison ; mais, tant qu'aucune rencontre n'aura lieu et qu'il n'y aura pas de force perturbatrice, la petite étoile double ne cessera d'exister, et chacune des deux parties dont elle est constituée suivra sans altérations son orbite. Et, comme la masse de l'ion est assurément très grande par rapport à celle de l'électron, on pourra, pour simplifier, admettre que celui-ci tourne autour de l'ion comme une planète autour du Soleil.

Abstraction faite du mouvement de translation que le système entier possédera généralement, l'orbite de l'électron pourra être, dans un cas particulier, une circonférence. Et, comme une charge électrique qui se meut suivant une courbe fermée, par exemple une circonférence, doit montrer dans une certaine mesure les propriétés d'un courant fermé ou d'un élément magnétique, il est tout naturel de se demander quel effet produira sur les systèmes considérés un champ magnétique.

Or, bien que malheureusement on ne puisse raisonner qu'à l'aide

d'analogies, on arrive à se persuader que très probablement le champ magnétique, suivant les cas, augmentera ou rendra encore plus petite la stabilité du système ion positif-électron. Considérons en effet deux cas très simples, qui paraissent être en même temps ceux de la stabilité maximum et minimum. Dans l'un comme dans l'autre, nous supposons que l'électron tourne circulairement autour de l'ion, mais dans les deux cas avec des sens de gyration opposés; nous admettons aussi que le champ est perpendiculaire au plan de l'orbite. Il est évident que la force électromagnétique qui entre en jeu, laquelle est en même temps perpendiculaire à la vitesse de l'électron et à la direction du champ, s'ajoutera dans un cas à la force électrique qui retient l'électron dans son orbite, et se retranchera dans l'autre cas de ladite force. Lorsque les deux forces agissant sur l'électron ont même sens, on aura la plus grande stabilité possible, car c'est comme si l'attraction réciproque entre l'ion et l'électron était augmentée. Lorsque la force électrique et la force électromagnétique sont opposées, on aura naturellement un effet contraire, et la stabilité sera moindre que sans le champ magnétique.

Si l'orbite n'est pas circulaire, ce sera une composante de la force électromagnétique qui devra être prise en considération; mais on ne peut pas approfondir cette question de la stabilité, faute de connaître comment la trajectoire reste modifiée sous l'action du champ, même lorsqu'elle était d'abord circulaire. En tout cas, on doit bien admettre que le champ confère une certaine stabilité à quelques-uns des systèmes doubles considérés ici.

Cela suggère la voie à suivre, si l'on veut chercher à mettre en évidence l'existence de ces hypothétiques étoiles doubles. Si vraiment un champ magnétique augmente la stabilité d'un certain nombre d'entre elles, on devra les chercher dans un gaz placé dans un champ magnétique puissant. D'un autre côté, il convient de réduire dans une certaine mesure la pression du gaz, car de cette manière on diminue la fréquence des rencontres, mais, toutefois, sans arriver à de grandes raréfactions, car alors il y aurait peut-être trop peu d'ions positifs disponibles.

Enfin, comme en même temps que le champ magnétique il faut avoir aussi dans le gaz nombre d'ions et d'électrons, et qu'on les produit aisément au moyen des décharges, on voit que l'on est amené à porter l'attention sur les phénomènes de décharge électrique dans les gaz placés dans un champ magnétique puissant,

pour avoir quelque chance de trouver une manifestation de nos systèmes tournants.

Depuis quelques mois je m'occupe de cette question, et je vais résumer les quelques résultats déjà obtenus, et vous décrire quelques expériences qui sont pour la plupart encore inédites.

Le physicien allemand Plücker montra, il y a précisément un demi-siècle, ces bandes remarquables de lumière, qui partent de la cathode dans un tube à gaz très raréfié placé près des pôles d'un aimant, et qui ont une forme telle qu'elles contiennent les lignes de force magnétiques passant à travers la cathode. Onze ans après, Hittorf obtenait un phénomène semblable, mais compliqué par la présence d'une espèce d'hélice lumineuse partant de la cathode et contenue dans ladite bande de lumière. Plus tard, d'autres physiciens ont décrit des phénomènes analogues, et tout récemment M. Villard a publié sur ce sujet un travail vraiment remarquable, sur lequel j'aurai occasion de revenir.

On a considéré jusqu'à présent ces phénomènes comme dus aux rayons cathodiques, modifiés dans leur forme par le champ magnétique.

Cette forme, c'est-à-dire la trajectoire d'un électron dans un champ magnétique, peut se déterminer facilement si le champ est uniforme ; et le résultat bien connu auquel on arrive est que l'électron doit se mouvoir suivant une hélice tracée sur un cylindre circulaire parallèle au champ, le rayon du cylindre étant d'autant plus petit que le champ est plus intense; et, comme on peut rendre visibles les rayons cathodiques, en dehors de la fluorescence qu'ils provoquent sur les parois, en réduisant convenablement la surface de la cathode et en employant un gaz qui ne soit pas trop raréfié, et cela à cause (suivant l'opinion admise généralement) d'une fluorescence de gaz, les hélices susdites pourront se voir nettement comme dans l'expérience de Hittorf ou comme dans un grand nombre des expériences très élégantes décrites par M. Villard.

Si au champ magnétique on ajoute un champ électrique uniforme. la solution analytique est encore assez simple; mais, pour des champs non uniformes, la détermination de la trajectoire d'un électron est un problème qui présente des difficultés dignes d'être attaquées par votre grand Poincaré, qui en effet a résolu le problème dans le cas du champ dû à un simple pôle magnétique. Mais on comprend tout de même que dans un champ quelconque les rayons cathodiques s'en-

roulent autour des lignes de force en courbes qui ressemblent plus ou moins à des hélices.

Pour expliquer les bandes de lumière de Plücker, Hittorf, etc., il faut ajouter la considération suivante :

De nouveaux rayons cathodiques se forment partout où les électrons en mouvement rencontrent un obstacle, corps ou molécule ; par conséquent, un rayon de forme hélicoïdale fera naître tout le long du chemin de nouveaux rayons, qui, sous l'action du champ, prendront aussi la forme approchée d'hélices. Mais ces hélices, en raison de la vitesse relativement petite des rayons cathodiques secondaires, seront tracées sur des tubes de rayon si petit qu'elles pourront ne pas se distinguer des tubes eux-mêmes, particulièrement lorsque la section transversale du faisceau cathodique n'est pas extrêmement petite. On explique ainsi la bande lumineuse, dessinant un tube de force magnétique, qui contient l'hélice cathodique.

Ce tube de force lumineux est dévié par un champ électrique transversal dans une direction à peu près normale aux directions des deux champs, comme l'a observé M. Villard ; mais, comme l'a montré M. Fortin, on rend compte facilement de ce fait dans le cas de champs uniformes, en calculant la direction de l'axe de l'hélice dans ces nouvelles conditions.

Ces explications, bien que suffisantes en elles-mêmes, ne satisfont pas tout le monde, et M. Villard, dans le cours de ses expériences sur les rayons cathodiques dans le champ magnétique, a eu l'occasion de proposer l'hypothèse suivant laquelle la bande de lumière dessinant à peu près le tube de force ayant la cathode pour section serait la manifestation de rayons nouveaux de nature inconnue, qu'il a appelés *rayons magnéto-cathodiques*. Auparavant, M. Broca avait, lui aussi, été conduit à supposer l'existence de rayons différents des rayons cathodiques, qu'il appelait *rayons de seconde espèce*.

Eh bien ! selon moi, les nouveaux rayons ne sont autre chose que les trajectoires de ces systèmes tournants, formés par un ion positif et un électron, dont j'ai parlé tout à l'heure, comme les rayons cathodiques ne sont que les trajectoires de simples électrons.

Bien qu'il n'existe aucune preuve décisive en faveur de l'existence de nouveaux rayons (car l'expérience capitale suivant laquelle le faisceau partant de la cathode dans un champ magnétique ne transporterait aucune charge n'a pas semblé, à M. Villard lui-même, assez sûre), toutefois, dès que j'ai exécuté des expériences de ce

genre, j'ai eu irrésistiblement l'impression qu'il y a réellement quelque chose de nouveau dans leur production, et même je suis arrivé à penser que, si l'on s'est contenté jusqu'à présent de l'explication connue, cela a été surtout à cause de l'absence d'autre explication meilleure.

Pour arriver à des preuves en faveur de mon hypothèse aussi sûres que celles qu'on a obtenues en faveur de la nature soupçonnée des rayons cathodiques, il faudrait avant tout pouvoir se rendre compte de la forme des trajectoires des systèmes tournants ion positif-électron dans le champ magnétique qui en assure l'existence temporaire, et puis prévoir quels changements devraient avoir lieu en modifiant l'expérience, par exemple en ajoutant un nouveau champ magnétique, ou un champ électrique, ou autrement. Malheureusement cette voie de recherche ne peut être suivie dans le cas des nouveaux rayons, car, s'il est possible d'écrire avec certaines simplifications les équations différentielles du mouvement pour le système ion positif-électron, on ne réussit — ou tout au moins je n'ai réussi, — ni à les intégrer, ni à en déduire des conséquences aisément vérifiables par l'expérience. On en est donc réduit aux conjectures et aux analogies, ce qui fait que la recherche est pénible et telle que difficilement elle pourra conduire à des résultats indiscutables.

Une analogie qui se présente d'elle-même à l'esprit conduit à l'assimilation de l'électron tournant autour de l'ion avec un courant fermé ou avec un élément magnétique. C'est cette analogie qui justifie la dénomination de *rayons magnétiques* que j'emploie pour désigner les nouveaux rayons. Cette dénomination concise exprime mieux que toute autre la nature hypothétique des rayons dont il s'agit et leur manière de se comporter, comme on va le voir.

Pour profiter de l'analogie indiquée, supposons, d'abord, que le champ magnétique soit uniforme et que le plan du système ion positif-électron soit à peu près normal à la direction du champ. Ce système tendra à s'orienter, mais non à se déplacer. Si, au contraire, le champ n'est pas uniforme, le système tendra à se transporter vers la région où le champ a sa plus grande ou sa plus petite intensité, suivant le sens de gyration de l'électron.

Lequel des deux cas aura lieu pour les systèmes tournants dont le sens de gyration est tel que la stabilité soit augmentée par le champ ?

En tenant compte exactement du sens dans lequel agit la force électromagnétique sur l'électron, on trouve qu'il faut se tenir à la deuxième alternative, c'est-à-dire que le système ion-électron devra se déplacer de manière à se porter dans la région où le champ est plus faible, précisément comme s'il s'agissait d'un corps diamagnétique ou d'un conducteur dans la masse duquel, au moment de la création du champ, se seraient développés des courants induits.

Ainsi, lorsque le champ est dû à un pôle d'aimant placé près de la cathode, les couples tournants, qui constituent les rayons magnétiques, seront repoussés par le pôle, et les rayons s'allongeront de plus en plus si l'on fait croître l'intensité du champ.

Si l'on accepte cette prévision intuitive suggérée par une simple analogie, le fait que le champ semble être moteur pour ces rayons se trouve expliqué.

Quant au sens dans lequel le plan du système ion-électron tournerait, s'il était rigide, on trouve que, si son plan est normal aux lignes de force, il ne tend pas à s'orienter autrement, et que, s'il a une orientation assez différente, il tend à s'en éloigner de plus en plus; et, comme la force électromagnétique n'est plus alors concordante avec l'attraction électrique réciproque entre l'ion et l'électron, et finit même par avoir un sens opposé, le couple deviendra de plus en plus instable et disparaîtra bientôt. On peut donc, il me semble, se limiter à considérer comme constituant des rayons magnétiques les couples tournants dont le plan est à peu près normal au champ. Pour simplifier, on a admis ici que les orbites sont planes, ce qui, peut-être, n'est pas toujours vrai.

Si l'on fait agir sur les rayons supposés un deuxième champ magnétique, par exemple en approchant un aimant latéralement au tube à décharges, les rayons changeront de forme, parce qu'on a ainsi un champ magnétique résultant, nécessairement différent du champ primitif; et, pour chercher à deviner la nature de ces changements, on peut considérer que les rayons se comporteront vraisemblablement à peu près comme ces rayons cathodiques tordus en courbes ressemblant à des hélices dont, suivant l'opinion admise jusqu'ici, la bande lumineuse dessinant un tube de force magnétique serait uniquement composée. Donc les rayons magnétiques se dirigeront à peu près vers le pôle approché latéralement, si celui-ci est de nom contraire à celui qui crée les rayons, et ils seront repoussés dans le cas contraire. L'expérience montre effectivement que le faisceau

de lumière bleu violet partant de la cathode se comporte comme un fil très flexible de substance magnétique attaché au pôle principal par une de ses extrémités. Si vraiment les rayons magnétiques se comportent de cette manière, on ne pourra pas les séparer des rayons cathodiques tordus en hélices, qui existent assurément en même temps. Quant à l'effet que peut produire sur les couples tournants un champ électrique, une courte réflexion permet de se convaincre qu'un tel champ ne peut augmenter leur stabilité, et tend même à les détruire.

Enfin, avant d'en venir aux expériences, il faut chercher à comprendre comment les couples tournants pourront se former.

Près de la cathode, des électrons négatifs se meuvent en s'en éloignant avec une très grande vitesse, et en même temps des ions positifs se précipitent en sens contraire. Ce ne sera pas dans les rencontres des uns avec les autres que nos couples pourront se former facilement. Mais ils pourront prendre naissance lorsqu'un électron choque un atome ou une molécule. Ce sera, pour ainsi dire, une ionisation imparfaite qui pourra se produire. Mais plus facilement encore ils devront se former chaque fois qu'un électron et un ion positif s'approcheront avec des vitesses peu différentes en grandeur et direction. Or ce ne sont pas là des circonstances trop rarement vérifiées. En effet il a été, entre autres, démontré que, dans un tube à décharge, il y a toujours des ions positifs qui se meuvent dans le même sens que les rayons cathodiques.

Il faut observer en dernier lieu que, si les rayons magnétiques existent effectivement, on peut admettre qu'ils sont rendus visibles par la même cause que les rayons cathodiques, c'est-à-dire par la fluorescence du gaz qu'ils traversent.

Mes premières expériences ont eu pour but d'établir si les rayons partant de la cathode dans un champ magnétique transportent ou non des charges électriques. J'ai fait à ce propos un grand nombre de mesures avec un tube à décharge dans lequel les rayons cathodiques sont à peu près dirigés suivant l'axe de l'électro-aimant, et sont reçus dans une chambre de Faraday destinée à recueillir leur charge.

En créant le champ, et en augmentant peu à peu son intensité, on trouve que la charge négative transportée devient de plus en plus petite, sans toutefois qu'on arrive à la réduire à zéro.

Cela montre qu'effectivement il y a des rayons dont la charge

négative transportée diminue lorsque le champ croît, ou plus probablement qu'il se forme dans une mesure croissante des rayons qui ne transportent rien (ou qui transportent en même temps des charges de signes contraires) mélangés avec des rayons cathodiques. D'après la manière dont on a conduit les expériences, je crois que ce résultat est certain, malgré la conductibilité du gaz, qui n'était pas très raréfié. Evidemment il fournit une base solide à l'hypothèse des rayons magnétiques.

J'ai essayé après cela d'autres voies de recherche, et je me suis arrêté surtout à la suivante.

Si l'on concède aux rayons magnétiques un grand espace, pour qu'ils se développent librement dans le sens où l'intensité du champ magnétique décroît, ils doivent finir par disparaître, car la raison principale de la stabilité des couples ion positif-électron vient à manquer lorsque ces couples arrivent là où le champ est nul ou assez faible. Cherchons à prévoir ce qu'il en sera des ions et des électrons qui résultent de cette destruction.

Emportés par la vitesse qu'ils possèdent au moment de la séparation, les ions positifs et les électrons continueront certainement à se mouvoir dans le tube; mais il est probable que les mouvements des uns et des autres n'ont pas même durée, ou que leurs parcours après la séparation ne sont pas les mêmes. S'il en est ainsi, il y a lieu d'espérer en quelque manifestation de leur existence.

Dès que j'ai réalisé l'expérience, elle m'a semblé confirmer nettement mes prévisions.

Voici un des très nombreux tubes que j'ai construits pour cette expérience. La cathode est petite et entourée par un tube étroit, pour que le faisceau de rayons qu'elle produit soit assez mince. Elle se trouve très près du pôle de l'électro-aimant, pendant que l'anode est placée dans une tubulure latérale de l'ampoule. Lorsque la décharge ou le courant (fourni par une machine à influence sans condensateurs et sans interruptions sur les conducteurs de communication) [1] passe, sans qu'on excite l'électro-aimant, il se forme la colonne positive rose ou rouge, stratifiée, dans le tube latéral, et les deux couches bleu violet bien connues près de la cathode ; mais le tube est parfaitement obscur dans toute sa partie restante.

---

[1] Une petite interruption donnerait lieu à des phénomènes qui, jusqu'à un certain point, imitent ceux qui sont produits par le champ magnétique, et dont l'explication sera donnée ailleurs.

C'est ce qu'on peut voir dans cette projection (*fig.* 3) d'une photographie prise sur un tube beaucoup plus large que celui qui se

Fig. 3

Fig. 4.

trouve devant moi. Dans cette photographie comme dans les autres que j'aurai à vous montrer, on voit quelque peu, en même temps que la lumière de la décharge, l'image du tube de la face polaire de

l'électro-aimant, car pendant la pose j'ai éclairé à dessein l'appareil. La partie large du tube apparaît toutefois obscure, parce qu'il était placé contre un fond de velours noir.

Lorsqu'on excite l'électro-aimant, on a un changement remarquable que montre ce nouveau cliché (*fig.* 4). La stratification dans le tube latéral disparaît, et la colonne positive se colle sur la paroi par effet du champ. Mais, en même temps que ce phénomène connu, on observe un long faisceau de lumière, qui se prolonge très loin dans le tube et peut même arriver presque à son extrémité. Cette grande colonne lumineuse est nettement séparée en deux parties par un espace relativement obscur. Une des deux parties, celle qui commence près de la cathode, a généralement la couleur bleu violet de la deuxième couche cathodique ou des rayons cathodiques; elle contient, selon moi, des rayons tordus en hélices invisibles, et les rayons magnétiques.

L'autre partie a une couleur rose semblable à celle de la colonne positive ordinaire, sauf à son extrémité la plus éloignée de la cathode, où sa couleur tend au violet. Dans un tube très large, comme celui dont vous voyez l'image et qui a un diamètre d'environ 13 centimètres, la lumière rose affecte cette forme conique arrondie que vous voyez sur la projection; si, au contraire, on emploie un tube plus étroit, ce qui a ses avantages, sa forme est moins apparente, et la région obscure qui la sépare de la lumière bleue est moins bien visible.

Pour arriver à connaître la nature de ces colonnes lumineuses, j'ai observé l'action que produit sur elles un aimant.

Si l'on approche du tube latéralement un petit électro-aimant au voisinage de la lumière bleu violet, on voit une attraction ou une répulsion bien marquées, suivant la polarité, comme on devait s'y attendre; mais c'est en approchant le petit électro-aimant de la lumière rose qu'on observe des faits importants, que l'on peut énoncer en disant que la colonne rose se déplace et devient courbe dans un plan normal à la direction du champ du petit aimant, précisément comme la colonne positive d'un tube de Geissler.

La photographie projetée en ce moment devant vous (*fig.* 5) diffère de la précédente en ce que le petit électro-aimant, disposé avec son axe horizontal et perpendiculaire à l'axe du tube, agissait sur la lumière rose. Celle-ci est déplacée et courbée vers le bas. Le même effet peut se constater sur ces nouvelles photographies prises sur un

tube moins large. Dans celle que vous voyez en ce moment (*fig.* 6), la colonne lumineuse, qui, sous l'action du champ magnétique prin-

Fig. 5.

Fig. 6

cipal, envahit tout le long tube, n'a été soumise à aucune autre influence. Dans cette autre image (*fig.* 7), on voit le déplacement produit par le petit aimant horizontal approché latéralement.

Ce qu'il y a de plus remarquable dans ce phénomène, c'est que la déformation de la portion de colonne rose exposée à l'action du petit

Fig. 7.

Fig. 8

aimant change de sens lorsque celui-ci est déplacé convenablement suivant la direction du tube. Si, par exemple, on a un déplacement en bas avec l'aimant placé près de l'extrémité de la colonne rose, la

plus éloignée de la cathode (*fig.* 7) a au contraire un déplacement en haut, si l'on place l'aimant moins loin, comme on voit dans la photographie que je vous montre en ce moment (*fig.* 8). Pour une position intermédiaire du petit électro-aimant, on voit la portion de colonne rose exposée à son action rester en place en se dédoublant.

Il y a donc dans le tube deux courants électriques de sens contraires, et, si on tient compte de la polarité de l'aimant latéral, on trouve que tout se passe comme si, dans une certaine région du tube (celle où le petit aimant dédouble la colonne rose), il y avait une anode, et aux extrémités de la colonne rose deux cathodes. Le dessin projeté en ce moment (*fig.* 9) exprime cet état de choses dans le ube.

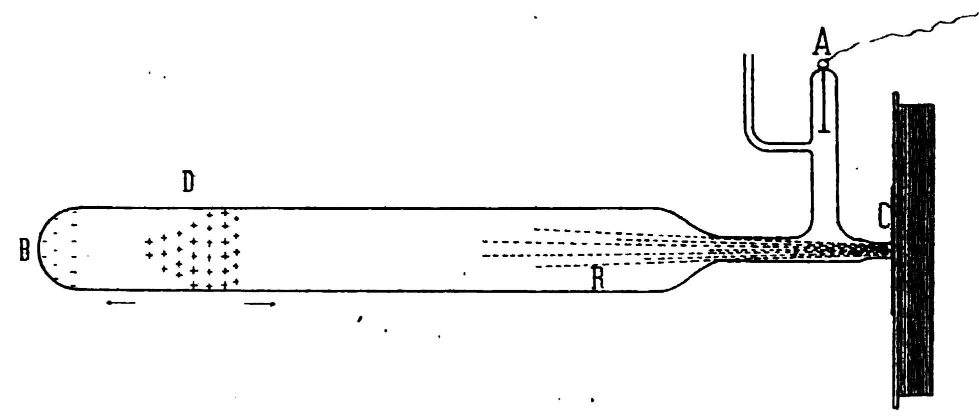


FIG. 9.

Le tube employé dans l'expérience lorsque, il y a quelques jours, j'ai pris les photographies que je vous ai montrées, est celui qui se trouve devant vous prêt à l'expérience. La machine à influence est mise en action, et voilà l'apparence ordinaire de la décharge, qui n'intéresse que la petite tubulure latérale contenant l'anode, et un petit espace près de la cathode. Je vais fermer le circuit du grand électro-aimant, et voilà la vive lumière qui envahit le tube jusqu'à son extrémité. J'excite à présent le petit électro-aimant placé latéralement avec son axe horizontal et perpendiculaire à l'axe du tube, et en face de l'extrémité de la colonne de la lumière rouge, et vous voyez la déformation qu'elle présente. Elle est en effet pliée en bas jusqu'au contact de la paroi inférieure du tube. Je déplace

enfin peu à peu le petit électro-aimant en le rapprochant de la cathode, et tout le monde peut constater que la déformation de la colonne lumineuse d'abord devient plus faible, puis s'annule et enfin change de signe. En ce moment la colonne lumineuse est en effet pliée en haut. Ceux qui se trouvent assez près de moi auront observé aussi, je l'espère, le dédoublement de la colonne lumineuse qui s'est produit lorsque le petit électro-aimant se trouvait à peu près à moitié du chemin que je lui ai fait parcourir.

Je n'hésite pas à considérer ladite anode virtuelle comme constituée par les ions positifs provenant de la destruction des rayons magnétiques, et la cathode virtuelle placée à l'extrémité du tube comme constituée par les électrons provenant de la cathode.

Mais il y a plus encore, car, en parfait accord avec ce que mon hypothèse permet de prévoir, on constate, par expérience, que la région occupée par les ions positifs s'éloigne de la cathode lorsqu'on diminue la pression du gaz (ce qui diminue les probabilités des chocs qui tendent à arrêter les ions) ou lorsqu'on augmente l'intensité du champ (ce qui a pour conséquence une plus grande vitesse de translation). On en tire cette conclusion pratique qu'il faut rester entre certaines limites, pour les valeurs de la pression du gaz et de l'intensité du champ, si l'on veut observer ces divers phénomènes dans un tube de dimensions données.

Toutefois l'explication que je viens d'esquisser n'est pas encore complète, car on ne comprendra pas bien peut-être comment il puisse y avoir en même temps dans le tube les mouvements de translation des ions positifs libres, qui vont former dans une certaine région l'anode virtuelle, et des électrons libres qui arrivent jusqu'à l'extrémité du tube, et aussi le phénomène complexe qui apparaît comme lumière rose positive et que le petit aimant déforme comme si cette colonne était un courant électrique flexible. Mais on fait disparaître cette difficulté, si l'on réfléchit que la production des rayons magnétiques rend plus lente la transmission de l'électricité dans le gaz, et si l'on cherche à se rendre compte des conséquences qui en découlent.

Si un certain nombre des électrons repoussés par la cathode s'unit à des ions positifs, qui sans cela seraient attirés par la cathode, l'intensité du courant s'affaiblira. En outre, les systèmes doubles tournants sont vraisemblablement moins efficaces que les simples électrons, pour ioniser le gaz dans la deuxième couche négative, d'où

une diminution dans le nombre des ions positifs qui y prennent naissance, ce qui constitue aussi une cause d'affaiblissement du courant. On doit donc admettre que, lorsqu'on excite le champ magnétique, on fait naître un certain obstacle ou une certaine résistance au passage de la décharge. Une conséquence immédiate de ce fait est une élévation de la différence de potentiel aux électrodes du tube, ou de la chute cathodique.

Mais rappelons-nous qu'un champ électrique intense tend à détruire les couples tournants. Donc l'augmentation de la chute de potentiel près de la cathode aura pour effet de diminuer la production ou la persistance des rayons magnétiques, ce qui donnera lieu à un certain moment à la neutralisation rapide des charges qui, pendant un certain temps, s'étaient accumulées sur les électrodes. En conclusion, même si l'on admet (ce qui est loin d'être démontré) que la décharge dans le tube est un phénomène continu ou un vrai courant constant lorsque le champ magnétique n'éxiste pas, elle est certainement discontinue, et constitue un phénomène périodique ou intermittent, lorsqu'elle se produit dans le champ.

Ainsi le mouvement de translation des ions positifs et des électrons séparés les uns des autres lors de la destruction de systèmes tournants parvenus où le champ est assez affaibli, et le double courant électrique qui constitue la colonne de lumière rose, doivent être considérés comme des phénomènes non pas continus, mais intermittents, et probablement alternant entre eux, ce qui lève toute difficulté à l'explication précédente.

Ce que je viens de vous dire pourrait sembler arbitraire, et se réduire à une justification plus ou moins ingénieuse, si je n'étais à même d'en donner quelques confirmations expérimentales.

Voici en effet ce que j'ai constaté en observant l'image de la décharge dans un grand miroir qui tournait en raison d'une dizaine de révolutions par seconde autour d'un axe parallèle au tube. Lorsque le champ magnétique n'existe pas, la décharge apparaît continue, peut-être à cause de la faible vitesse angulaire du miroir, que, vu ses dimensions, je ne pouvais augmenter. Mais, après avoir excité le champ, j'ai observé une intermittence très marquée du phénomène lumineux. En effet, la lumière bleu violet vue dans le miroir tournant apparaît alors transformée en une série de faisceaux lumineux régulièrement espacés, séparés par des plages obscures dont la largeur croît avec l'intensité du champ. De son côté la colonne rose apparaît

elle aussi intermittente et de même période; mais, à cause de son intensité relativement faible, on ne peut pas décider si son apparition et sa disparition ont lieu en même temps que celles des rayons magnétiques, ou bien avec un certain retard. En tout cas, le fait prévu d'une intermittence dans l'émission des rayons magnétiques est nettement confirmé par l'expérience.

Il en est de même de l'augmentation de la différence de potentiel aux électrodes que doit produire le champ magnétique, car on peut la mettre en évidence par un voltmètre électrostatique.

Ce dernier résultat est opposé à celui obtenu par M. Villard, qui a constaté, au contraire, une diminution du potentiel de décharge due au champ magnétique. Mais il n'y a pas de contradiction réelle, car j'ai vérifié que l'on obtient ce dernier résultat si l'on place l'anode non plus dans une branche latérale du tube située près de la cathode, mais à l'extrémité du tube, de manière que les rayons magnétiques marchent vers l'anode au lieu de s'en éloigner.

Je n'entends pas abuser de votre patience en décrivant en détail d'autres expériences sur ce sujet, déjà faites ou en cours d'exécution. Je me contenterai de vous donner un simple aperçu des principales d'entre elles.

Si l'on dispose l'appareil de manière que les rayons choquent un corps solide, métal, verre, etc., ils restent détruits complètement; mais ils se reforment partiellement si la destruction a lieu assez près de l'électro-aimant, c'est-à-dire dans une place où le champ a une intensité suffisante.

Si cette condition n'est pas satisfaite, il peut se faire que les ions positifs et les électrons restés libres, emportés par leurs vitesses, arrivent dans une région éloignée où il y a encore un champ magnétique de grande intensité; alors de nouveaux rayons magnétiques prennent naissance, même si le deuxième champ est de sens contraire du premier. C'est ce que l'on observe en plaçant un deuxième grand électro-aimant près de l'extrémité du tube la plus éloignée de la cathode, et en l'excitant de manière que son pôle tourné vers le tube soit de même nom que celui qui se trouve près de la cathode. Il est évident que, si l'on parcourt le tube dans toute sa longueur, on trouve alors, d'abord un champ très puissant près de la cathode, dont l'intensité décroît jusqu'à zéro en s'éloignant. Plus loin encore le champ change de sens, et croît d'intensité jusqu'au bout du tube. Dans ces conditions, on voit des rayons magné-

tiques près du deuxième électro-aimant, et leurs déplacements produits par l'action d'un faible pôle approché latéralement montrent que leur sens de gyration est opposé à celui des rayons magnétiques plus intenses, que l'on voit en même temps près de la cathode. Ceux-là sont formés, pour ainsi dire, avec les débris de ces derniers.

En disposant les expériences d'une manière convenable, et surtout en employant une cathode de très petite surface libre, tous ces rayons magnétiques peuvent être accompagnés par une espèce d'hélice lumineuse, comme dans l'expérience de Hittorf.

Je citerai enfin une dernière observation, qui me paraît avoir quelque valeur. J'ai vu souvent une faible lumière jaune orangé sur le verre, lorsque des rayons magnétiques se brisent à sa surface, et j'ai reconnu que cette espèce de fluorescence jaune, qui est plus visible lorsqu'on touche la paroi extérieurement avec le doigt, devient parfaitement visible si l'appareil contient de l'oxygène au lieu d'air. Or on sait que les rayons-canaux produisent sur le verre une semblable fluorescence jaune, qui devient particulièrement intense dans l'oxygène. Ainsi on est tenté de supposer que la lumière jaune dans mes expériences est due aux ions positifs provenant de la rupture des rayons magnétiques.

Le dernier cas examiné, celui de la rencontre entre un électron et un ion positif, m'a conduit à une hypothèse qui permet de donner une explication satisfaisante de certains phénomènes, et des expériences nouvelles, suggérées par elle, lui semblent favorables; mais l'hypothèse est encore loin d'être démontrée.

Ayant voulu vous montrer avec sincérité l'enchaînement d'idées qui m'a guidé dans une recherche dont la plus grande difficulté consiste en ce qu'on ne peut d'aucune manière s'aider d'une théorie mathématique, j'ai employé ce ton de conviction enthousiaste qu'inspire la foi dans le succès, foi que tout expérimentateur doit s'efforcer de conserver toujours pour en être soutenu dans la lutte contre les difficultés qui surgissent à tout moment. Mais, lorsqu'une expérience est accomplie, il faut en discuter le résultat avec une critique sévère, se débarrasser de toute idée préconçue, et être à tout moment disposé à abandonner les conceptions auxquelles on s'est attaché, dès que les faits s'y opposent. Dans le cas actuel, il me semble que, bien que les expériences décrites s'accordent avec

l'hypothèse proposée, il faudra attendre des preuves plus nombreuses avant de décider définitivement si on doit l'accepter ou la rejeter.

Je tenais à vous montrer en action une méthode scientifique qui, autrefois, peut-être avec trop de sévérité, a été critiquée par quelques hommes de science, et qui consiste dans l'intervention de l'imagination pour chercher d'abord à deviner, sur la base d'intuitions ou d'analogies, la cause ou la nature de certains phénomènes, suivie par l'institution d'expériences, qui permettent de décider si l'on doit conserver ou écarter les conceptions hypothétiques qu'on s'est formées, et par lesquelles on a été guidé dans la recherche. A part que souvent, de cette manière, on rencontre des faits intéressants qu'on ne cherchait pas, il faut reconnaître que cette méthode a conduit à de nombreux succès. La découverte de la nature probable des rayons cathodiques en offre un exemple, et il en est de même de la théorie de la désagrégation atomique des corps radioactifs, qui a permis de réaliser de si grands progrès dans cette branche nouvelle de la physique qui, ayant eu son origine dans les découvertes mémorables de Becquerel et des Curie, est une des gloires de la physique française. J'ai à peine besoin de vous déclarer, au moment où je vais me séparer de vous, que toute prétention d'établir une comparaison entre ma modeste recherche et celles, d'importance capitale, que je viens de rappeler, est tout à fait absente de mon esprit.

REMARQUES SUR UNE COMMUNICATION RÉCENTE DE M. A. RIGHI ;

Par M. G. SAGNAC (1).

Dans la belle conférence que M. A. Righi a faite devant la Société française de Physique pendant la dernière exposition de Pâques, se trouvent rappelées, en particulier, les expériences « sur l'ionisation de l'air produite par une pointe électrisée », que le professeur Righi a publiées en 1903 (*R. Accad. d. Sc. d. Istituto di Bologna*, 5e série, t. X, p. 371) et dans lesquelles des ions lancés par un premier champ électrique, qu'une toile métallique sépare électrostati-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 15 mai 1908.

quement d'un second champ, quittent les lignes de force du premier champ et traversent les mailles de la toile pour entrer dans le second champ. M. A. Righi compare ce phénomène de projection d'ions à travers de petites ouvertures au phénomène des rayons-canaux.

Comme il est toujours utile de rapprocher les faits analogues, je me permets de rappeler que j'ai observé aussi des projections d'ions.

Je les ai obtenues avec les ions produits dans l'air par les rayons X (Académie des Sciences, pli cacheté déposé le 18 juillet 1898, publié le 5 février 1900 dans les *Comptes Rendus de l'Académie*, reproduit dans le *Bulletin de la Société de Physique* de 1901, dans les *Annales de Chimie et de Physique* de 1901 et dans le volume sur les ions publié par MM. Abraham et Langevin, p. 701-703).

J'ai remarqué que ces projections d'ions créées dans l'air à la pression atmosphérique constituent des *rayons cathodiques ou anodiques* beaucoup plus diffusables que les rayons de Lenard. Je crois la comparaison avec les rayons cathodiques ou anodiques préférable à la comparaison avec les rayons-canaux, parce que les ions qui forment les projections étudiées sont à volonté positifs ou négatifs.

J'ai, d'autre part, fait rentrer ces phénomènes de projections d'ions dans une classification de divers modes de décharge ou de variations de charge électrique d'un conducteur (Congrès de la Radiologie et de l'Ionisation de Liège, *C. R.*, 1905, p. 164 ; communication reproduite dans *Physikalische Zeitschrift*, 7e année, p. 50).

Il convient, je pense, de rapprocher des mêmes phénomènes les observations de M. P. Villard sur la décharge indirecte par les flammes (*Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.* du 15 janvier 1900).

SUR LA DÉTENTE ADIABATIQUE DES FLUIDES SATURÉS ;

Par M. E. MATHIAS.

1. — Soit un poids égal à l'unité d'un mélange de liquide et de vapeur saturée de titre x ; à la température absolue $\theta = 273 + t$, le volume v est donné par :

$$v = u'x + u(1 - x) = (u' - u)x + u, \tag{1}$$

u' et u étant les volumes spécifiques de la vapeur saturée et du liquide saturé à la même température. Appelons m_x, m, m' les chaleurs spécifiques *à titre constant* du mélange saturé, du liquide et de la vapeur saturée, et c_x, c_0, c_1, les chaleurs spécifiques *à volume constant et à titre constant* des mêmes corps ; on a :

$$m_x = m'x + m(1 - x) = (m' - m)\,x + m, \tag{2}$$
$$c_x = c_1 x + c_0 (1 - x) = (c_1 - c_0)\,x + c_0. \tag{3}$$

Soient, de plus, L et l la chaleur de vaporisation et la chaleur latente de dilatation à $\theta°$, qui sont liées par la relation :

$$L = l\,(u' - u).$$

Il est très aisé de traiter géométriquement, dans le cas général du mélange de titre x, le problème de la détente ou de la compression adiabatique, qui se compose lui-même de deux problèmes très différents : pour une variation dv du volume, quelle est d'abord la variation correspondante $d\theta$ de la température, et ensuite quelle est la variation dx du titre ?

2\. — Considérons la courbe de saturation dans le plan des (p, v) [1] et la partie rectiligne AB de l'isotherme relative à $\theta°$; par le point X tel que $AX = x AB = x(u' - u)$, menons un arc d'adiabatique infiniment petit XZ et l'isotherme rectiligne A'B' passant par Z ; considérons le segment à volume constant XY ; $dv = YZ$. Soit $\theta + d\theta$ la température de l'isotherme A'B'. Si $d\theta$ est un infiniment petit du premier ordre, la variation $dp = XY$ qui lui correspond est également du premier ordre, puisque $\frac{dp}{d\theta}$ est toujours fini, même à la température critique.

Appliquons le principe de l'Equivalence au circuit fermé XYZ parcouru en sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre, en remarquant que, dv étant du premier ordre comme dp, la surface du cycle et par suite le travail extérieur sont du second ordre, donc

---

[1] Voyez Ravrau, *Sur les adiabatiques d'un système de liquide et de vapeur* [*J. de Phys.* (3), t. I, p. 461 ; 1892] ; — L. Natanson, *Sur la détente adiabatique au voisinage du point critique* (*Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie*, avril 1895) ; — P. Duhem, *Transformations adiabatiques d'un mélange de liquide et de vapeur saturée* (*Traité élémentaire de mécanique chimique*, t. II, p. 223-230 ; 1898) ; — E. Mathias, *Sur les propriétés thermiques des fluides saturés* [*J. de Phys.* (3), t. VII, p. 397 ; 1898].

négligeables devant des quantités du premier ordre. On a :

$$(4) \qquad c_x d\theta + l dv = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{d\theta}{dv} = -\frac{l}{c_x}.$$

Comme l et c_x sont essentiellement positifs, il s'ensuit que $\frac{d\theta}{dv}$ est toujours négatif.

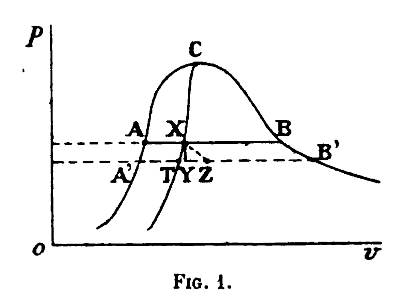


Fig. 1.

Qu'il s'agisse d'un mélange de liquide et de vapeur saturée, ou d'une vapeur saturée sèche ou du liquide saturé seul, à une augmentation adiabatique du volume correspond toujours un abaissement de température.

Cet abaissement de température, pour une même augmentation de volume, est plus faible pour la vapeur saturée que pour le liquide, à la même température, car

$$c_1 - c_0 = A\theta (u' - u) \frac{d^2p}{dt^2} > 0.$$

D'une manière générale, la relation (3) montre que c_x est une fonction croissante du titre ; toutes choses égales d'ailleurs, $d\theta$ est donc d'autant plus petit que le titre x du mélange est plus élevé.

3. — Pour étudier la variation du titre, reprenons la figure précédente et faisons passer par le point X la courbe de titre constant correspondant à la valeur x du titre.

Nous savons [1] que cette courbe passe par le sommet C de la courbe de saturation et qu'elle a en ce point même tangente horizontale que cette courbe. Soit T le point où elle rencontre l'isotherme rectiligne A'B' ; l'arc TX est du premier ordre comme dp ; le coefficient angulaire de l'arc d'adiabatique XZ étant fini, il s'ensuit que les arcs XZ et TZ sont du premier ordre.

[1] Voir Raveau, *loc. cit.*

Appliquons le principe de l'équivalence au circuit fermé XTZ supposé parcouru dans le sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre et dont la surface, étant du second ordre, est négligeable. On a donc :

$$+ m_x . d\theta + l . TZ = o, \qquad m_x d\theta = - l . TZ.$$

Remplaçons $d\theta$ par sa valeur tirée de la relation (4), il vient :

$$(5) \qquad \frac{m_x . dv}{c_x} = TZ.$$

Or, on a :

$$AX = x . AB, \qquad A'T = x . A'B', \qquad A'Z = (x + dx) A'B' ;$$

d'où en retranchant :

$$A'Z - A'T = TZ = dx . A'B'.$$

Remplaçons TZ par sa valeur dans la relation (5), il vient :

$$\frac{m_x . dv}{c_x} = dx . A'B';$$

d'où, en négligeant des infiniment petits :

$$(6) \qquad \frac{dx}{dv} = \frac{m_x}{(u' - u) c_x}.$$

Comme $u' - u$ et c_x sont essentiellement positifs, il s'ensuit que $\frac{dx}{dv}$ a le signe de m_x.

Divisons membre à membre les relations (6) et (4) ; il vient :

$$(7) \quad \frac{d\theta}{dx} = - \frac{l}{c_x} . \frac{(u' - u) c_x}{m_x} = - \frac{L}{m_x} \qquad \text{ou} \qquad \frac{- d\theta}{L} = \frac{dx}{m_x}.$$

Une variation adiabatique constante de température $d\theta$, à partir d'une température constante, donne pour un mélange saturé de titre quelconque une variation de titre dx proportionnelle à m_x.

A température constante :

$$m' - m = \frac{dL}{dt} - \frac{L}{T} < o,$$

donc m_x est une fonction décroissante de x ; si l'on considère sur une isotherme rectiligne AB des points M, N, P, Q, R, S équidis-

tants et les arcs d'adiabatiques menés par ces points et limités à l'isotherme rectiligne de température $\theta + d\theta$ ($d\theta < 0$), il est impossible que les points d'intersection correspondants M', N', P', Q', R', S' soient équidistants, car il faudrait pour cela que l'on ait $m_x = C^{te}$ à température constante et à titre variable.

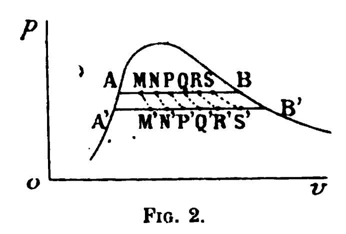


Fig. 2.

4. — L'étude de la variation du titre dans la détente adiabatique d'un mélange saturé se ramène donc nécessairement à l'étude de la quantité $m_x = x(m' - m) + m$. J'ai fait cette étude antérieurement

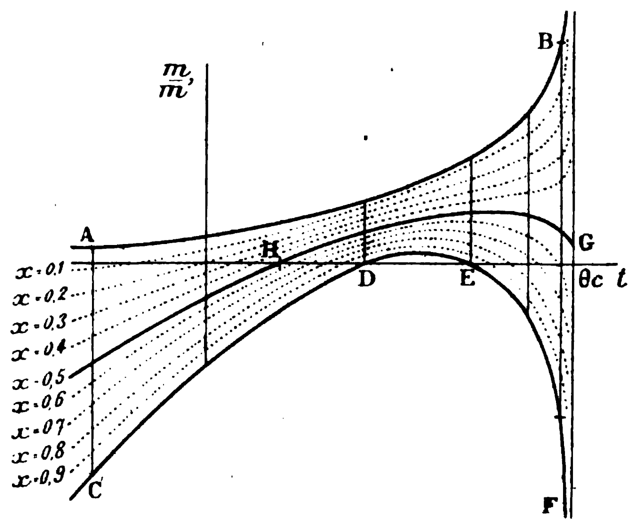


Fig. 3.

ment (¹). Mes expériences sur l'anhydride sulfureux ont montré que l'allure de m et de m' en fonction de la température est représentée par les courbes AB, CDEF, qui sont asymptotes à la droite $\theta = \theta_c$,

(¹) E. Mathias, *loc. cit.*, pp. 406 et 407.

les points C et D correspondant aux points d'inversion de la chaleur spécifique de vapeur saturée m'.

Menons des parallèles à l'axe des ordonnées, partageons les segments de parallèles déterminés par les courbes $m = f(t)$ et $m' = \varphi(t)$ en dix parties égales, par exemple, et joignons par une courbe continue les points d'intersection de même numéro d'ordre. On obtient ainsi les courbes de chaleur spécifique à titre constant.

En effet :

$$m - x(m - m') = m(1 - x) + m'x = m_x.$$

Considérons, en particulier, la courbe correspondant à $x = 0,5$ et pour laquelle

$$m_x = \frac{m + m'}{2}.$$

On a :

$$(8)\quad \begin{cases} m = c_0 + l\dfrac{du}{d\theta}, \quad m' = c_1 + l\dfrac{du'}{d\theta}, \quad \dfrac{m + m'}{2} = \dfrac{c_0 + c_1}{2} + \dfrac{1}{2}l\dfrac{d(u + u')}{d\theta}; \\ \dfrac{d}{d\theta}\left(\dfrac{m + m'}{2}\right) = \dfrac{d}{d\theta}\left(\dfrac{c_0 + c_1}{2}\right) + \dfrac{1}{2}\dfrac{dl}{d\theta}\dfrac{d(u + u')}{d\theta} + \dfrac{1}{2}l\dfrac{d^2(u + u')}{d\theta^2}. \end{cases}$$

Or les formules (8) montrent que $\dfrac{m + m'}{2}$ et $\dfrac{d}{d\theta}\left(\dfrac{m + m'}{2}\right)$ ne sont finis à la température critique que s'il en est de même de $\dfrac{c_0 + c_1}{2}$, de $\dfrac{d}{d\theta}\left(\dfrac{c_0 + c_1}{2}\right)$ ainsi que de $\dfrac{d(u + u')}{d\theta}$.

Essayons de lever quelques-unes de ces restrictions :

1° $\dfrac{d(u + u')}{d\theta}$ *est fini à la température critique* (¹). — On a, δ et δ' étant les densités du liquide et de la vapeur saturée à θ et D leur demi-somme :

$$u' = \frac{1}{\delta'}, \qquad u = \frac{1}{\delta}, \qquad \frac{u + u'}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta'}\right) = \frac{\delta + \delta'}{2\delta\delta'} = \frac{D}{\delta\delta'},$$

d'où :

$$\frac{d}{d\theta}\left(\frac{u + u'}{2}\right) = \frac{1}{\delta\delta'}\frac{dD}{d\theta} - \frac{D}{\delta^2\delta'^2}\left(\delta'\frac{d\delta}{d\theta} + \delta\frac{d\delta'}{d\theta}\right) = \frac{1}{\delta\delta'}\frac{dD}{d\theta} - \frac{D}{\delta^2\delta'}\left(\frac{d\delta}{d\theta} + \frac{\delta}{\delta'}\frac{d\delta'}{d\theta}\right).$$

(¹) Proposition admise par Raveau (*loc. cit.*, p. 462) comme *extrêmement probable*, mais comme n'étant pas formellement démontrée.

Or, à la température critique, $\frac{d\delta}{d\theta} + \frac{\delta}{\delta'} \frac{d\delta'}{d\theta}$ a même limite que $\frac{d\delta}{d\theta} + \frac{d\delta'}{d\theta} = 2 \frac{dD}{d\theta}$ (1).

Soit α le coefficient angulaire du diamètre rectiligne et Δ la densité critique, la limite de $\frac{d}{d\theta}\left(\frac{u + u'}{2}\right)$ à la température critique est finie et égale à :

$$\frac{1}{\Delta^2} \alpha - \frac{\Delta}{\Delta^3} 2\alpha = - \frac{\alpha}{\Delta^2}.$$

2° $\frac{m + m'}{2}$ *est finie à la température critique.* — En effet, mes expériences ont montré que c_0 et c_1 sont toujours finis : soit c_c leur limite commune à la température critique, qui est nécessairement positive. On a donc, en appelant l_c la valeur de l à la température critique :

$$\lim. \frac{m + m'}{2} = c_c + l_c . \lim. \frac{d\left(\frac{u + u'}{2}\right)}{d\theta} = c_c - l_c \frac{\alpha}{\Delta^2}.$$

Or cette limite est finie et positive, comme étant la somme de deux termes finis et positifs : c_c et $\frac{-\alpha}{\Delta^2} l_c$. Dans la *fig.* 3, le point G qui figure la valeur limite de $m_{0,5}$ à la température critique doit donc être au-dessus de l'axe des abscisses.

Etant donnée la petitesse de α, il est extrêmement probable que le second terme de la parenthèse est beaucoup plus petit que le premier.

Du reste, évaluons directement l'expression $c_c - l_c \frac{\alpha}{\Delta}$ dans le cas de l'anhydride sulfureux ; on a :

$c_c = 0{,}600$ environ (par la limite de c_0),
$\alpha = -0{,}001209$,
$\Delta = 0{,}520$,
$l_c = A\theta_c \left(\frac{dp}{d\theta}\right)_c$.

Pour calculer $\left(\frac{dp}{d\theta}\right)_c$, étant donné que les nombres trouvés par

(1) E. Mathias, *Sur deux groupes remarquables de lieux géométriques* [*J. de Phys.*, (3), t. IX, p. 486 : 1900].

Sajotchewski pour la pression de vapeur saturée p de l'anhydride sulfureux paraissent trop forts, ayons recours à la formule (b) donnée par J. Bertrand [1] :

$$p_b = G\left(\frac{\theta - \lambda}{\theta}\right)^{100} \qquad (\lambda = 27{,}107),$$

qui représente convenablement les expériences de Regnault sans s'éloigner beaucoup de celles de Sajotchewski. On a, en admettant avec J. Bertrand $\theta_c = 428{,}4$ et $p_c = 5709{,}03$ en centimètres de mercure :

$$\frac{dp_b}{d\theta} = G \cdot 100\left(\frac{\theta - \lambda}{\theta}\right)^{99} \cdot \frac{\lambda}{\theta^2} = \frac{100\lambda}{(\theta - \lambda)\theta} \cdot p_b;$$

d'où :

$$l_c = A\theta_c\left(\frac{dp_b}{d\theta}\right)_c = A\frac{100\lambda}{\theta_c - \lambda}(p_b)_c = \frac{2710{,}7 \times 5709 \times 1{,}013 \times 10^6}{4{,}19 \times 10^7 \times 401{,}3 \times 76},$$

$$l_c = 12^{cal},27.$$

Il vient enfin :

$$\lim. \frac{m + m'}{2} = 0{,}600 + 12{,}27\,\frac{0{,}001209}{(0{,}52)^2} = 0{,}600 + 0{,}055 = 0{,}655 \text{ environ.}$$

3° La dernière des formules (8) montre que, à la température critique, l'existence d'une limite finie pour $\frac{d}{d\theta}\left(\frac{m + m'}{2}\right)$ est liée à l'hypothèse d'une limite finie pour $\frac{d}{d\theta}\left(\frac{c_1 + c_2}{2}\right)$, proposition éminemment probable, mais qu'on n'a pas su démontrer jusqu'ici.

5. — Il est maintenant aisé de traiter le problème de la variation adiabatique du titre d'un mélange saturé de titre x que l'on détend ou que l'on comprime. Reprenons la formule (6) :

$$(6) \qquad \frac{dx}{dv} = \frac{m_x}{(u' - u)c_x}.$$

Considérons, pour préciser, le cas de la détente ($dv > 0$); alors dx est du signe de m_x.

Supposons d'abord $x < 0{,}5$; en nous reportant à la *fig.* 3, nous voyons que les courbes $m_x = f(t)$, représentant en fonction de la température la chaleur spécifique à titre constant d'un mélange saturé, sont des fonctions toujours croissantes de la température, qui s'annulent une fois et une seule [2] pour une température θ_x inférieure

---

[1] J. BERTRAND, *Thermodynamique*, p. 176.

[2] Voir aussi VAN DER WAALS, *Lehrbuch der Thermo-dynamik*, 93-97.

à celle du point H et d'autant plus basse que le titre est plus faible.

Si la détente a lieu à une température inférieure à θ_x, $m_x < 0$, donc $dx < 0$; *la détente a lieu avec la condensation d'une partie de la vapeur et diminution du titre.*

Si la détente a lieu à la température θ_x, une détente infiniment petite donne $dx = 0$; *la détente se produit à titre constant.*

Si la détente se produit au-dessus de θ_x, $m_x > 0$, $dx > 0$; *la détente se produit avec augmentation du titre du mélange.*

Si nous considérons maintenant le cas particulier $x = 0,5$, la température θ_x est celle du point H de la *fig.* 3, et les conclusions sont les mêmes que précédemment.

Supposons, au contraire, $x > 0,5$. Alors m_x, considérée comme fonction de la température, est une fonction d'abord croissante, puis décroissant jusqu'à $-\infty$ et présentant un maximum positif dans l'intervalle; m_x s'annule deux fois (1); le premier point d'inversion de m_x, que nous appellerons θ'_x, est tel que, la température croissant, m_x s'annule en passant du négatif au positif; le deuxième point d'inversion de m_x, que nous appellerons θ''_x, est tel que, la température croissant, m_x s'annule en passant du positif au négatif.

Si la détente a lieu à une température inférieure à θ'_x, $m_x < 0$, donc $dx < 0$; *la détente se produit avec diminution du titre*, la condensation de la vapeur l'emportant sur la vaporisation du liquide.

Si la détente a lieu à θ''_x, $m_x = 0$, donc $dx = 0$; *la détente se produit à titre constant*, la condensation de la vapeur équilibrant exactement la vaporisation du liquide.

Si la détente a lieu à une température intermédiaire entre θ'_x et θ''_x, $m_x > 0$, donc $dx > 0$; *la détente se produit avec augmentation du titre du mélange.*

Si la détente se produit à la température θ''_x, $m_x = 0$, donc $dx = 0$; *la détente se produit à titre constant*, la condensation de la vapeur équilibrant la vaporisation du liquide.

Si la détente a lieu entre θ''_x et le point critique, $m_x < 0$, donc $dx < 0$; *la détente se produit avec diminution du titre*, la condensation de la vapeur l'emportant sur la vaporisation du liquide.

Il y a lieu de remarquer que, si le cas où la température est inférieure à θ'_x donne qualitativement le même résultat que celui où la température est supérieure à θ''_x, il y a au point de vue quantitatif

(1) VAN DER WAALS, *loc. cit.*

une différence essentielle. En effet, pour les températures inférieures à θ'_x, $u' - u$ est très grand, tandis que, aux températures supérieures à θ''_x, $u' - u$ est très petit, c_x demeurant à peu près du même ordre de grandeur.

Il s'ensuit que, toutes choses égales d'ailleurs, la détente effectuée au-dessous de θ'_x donne une diminution de titre beaucoup plus faible que la détente effectuée au-dessus de θ''_x.

6. — Considérons maintenant le cas particulier de la détente effectuée à partir d'une température inférieure à la température critique, mais infiniment voisine d'elle.

Pour $x < 0{,}5$, m_x est positif et très grand, $u' - u$ est positif et petit, $dv < 0$, donc $dx > 0$; *l'augmentation du titre est positive et très grande.*

Pour x compris entre 0,5 et des valeurs extrêmement voisines, mais un peu plus grandes, le phénomène est qualitativement le même; *l'augmentation du titre est positive, mais finie et tendant vers zéro à mesure que x s'écarte légèrement de* 0,5.

Pour x nettement plus grand que 0,5, $m_x < 0$, $dx < 0$; *la diminution du titre est négative et très grande.*

Ainsi donc, au voisinage immédiat de la température critique et au-dessous, si on détend faiblement et d'une manière adiabatique un mélange des phases liquide et gazeuse, tel que l'une soit abondante et l'autre rare, l'effet de la détente est d'enrichir la phase rare aux dépens de la phase la plus abondante. Si l'on détend de la même façon un mélange dont le titre soit voisin de 0,5, mais un peu plus grand, la détente ne change pas sensiblement la composition du mélange.

7. — Le problème de la détente adiabatique, dans le cas général d'un mélange saturé de titre x et à une température quelconque, peut donc être considéré comme résolu. C'est maintenant le moment de faire certaines remarques qui, introduites plus tôt, auraient pu alourdir l'exposition du sujet.

Par exemple, comment peut-on, à chaque température, mettre géométriquement en évidence la grandeur relative des systèmes de quantités :

$$m,\ m_x,\ m' \qquad \text{et} \qquad c_0,\ c_x,\ c_1,$$

et leur rapport avec la chaleur latente de dilatation l à la même température ? A cet effet, reprenons la courbe de saturation dans le

plan des (p, v) et à une température absolue θ telle que la chaleur spécifique m' de la vapeur saturée soit négative; menons les isothermes rectilignes AB, A'B' relatives à θ et $\theta - d\theta$ ($d\theta > 0$), et par les points A, B et X (qui correspond au mélange de titre x) menons les arcs d'adiabatiques limités aux isothermes AB, A'B'. Menons également par ces points les parallèles AH, BH' et XY à l'axe des ordonnées, et par X faisons passer la courbe de titre constant x.

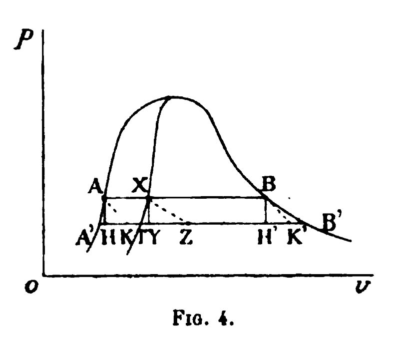


Fig. 4.

L'application du principe de l'équivalence aux cycles fermés infiniment petits A'AK, TXZ, B'BK' donne :

$$md\theta = l \,.\, \mathrm{A'K}, \qquad m_x d\theta = l \,.\, \mathrm{TZ}, \qquad m'd\theta = -\, l \,.\, \mathrm{K'B'};$$

d'où :

$$\frac{m}{\mathrm{A'K}} = \frac{m_x}{\mathrm{TZ}} = -\frac{m'}{\mathrm{K'B'}}. \tag{9}$$

Au signe près, les quantités m, m_x, $-m'$ sont proportionnelles aux segments parallèles à l'axe des abscisses compris entre l'adiabatique et la courbe de titre constant issues du point origine A, X, B.

Dans le cas où $m' > 0$, l'adiabatique qui part de la branche de droite de la courbe de saturation passe par le point B' et non par le point B.

Appliquons maintenant le principe de l'équivalence aux cycles fermés infiniment petits HAK, YXZ, H'BB'; il vient :

$$c_0 d\theta = l \,.\, \mathrm{HK}, \qquad c_x d\theta = l \,.\, \mathrm{YZ}, \qquad c_1 d\theta = l \,.\, \mathrm{H'K'};$$

d'où :

$$\frac{c_0}{\mathrm{HK}} = \frac{c_x}{\mathrm{YZ}} = \frac{c_1}{\mathrm{H'K'}}. \tag{10}$$

Les quantités c_0, c_x, c_1 sont proportionnelles aux projections sur

l'isotherme rectiligne A'B' *des arcs d'adiabatiques issus des points* A, X, B.

Considérons maintenant la chaleur spécifique par unité de longueur considérée, soit le long d'un arc de la courbe de saturation, soit d'une manière plus générale le long d'un arc de courbe à titre constant. Soient γ, γ_x, γ' ces chaleurs spécifiques par unité de longueur à la température θ, pour les titres constants o, x, 1.

On a par définition :

$$\gamma = \frac{md\theta}{ds}, \qquad \gamma_x = \frac{m_x d\theta}{ds_x}, \qquad \gamma' = \frac{m' d\theta}{ds'};$$

d'où, en vertu des relations qui ont donné les égalités (9) :

$$\gamma = l\,\frac{\text{A'K}}{ds}, \qquad \gamma_x = l\,\frac{\text{TZ}}{ds_x}, \qquad -\gamma' = l\,\frac{\text{K'B'}}{ds'}.$$

Considérons le cas particulier pour lequel l'arc d'adiabatique XZ est normal à la courbe de titre constant en X; soit ε_x l'angle que fait l'élément TX avec la direction de l'axe des abscisses; TX est alors la projection orthogonale de TZ ; par suite :

$$(11)\quad \text{TX} = ds_x = \text{TZ}\cos\varepsilon_x, \qquad \text{d'où} \qquad l = \gamma_x\,\frac{ds_x}{\text{TZ}} = \gamma_x \cos\varepsilon_x.$$

On retrouve ainsi, dans le cas plus général des courbes de titre constant, un théorème que j'avais énoncé antérieurement(1) dans le cas de la courbe de saturation (branche du liquide saturé) : *Au point où un arc d'adiabatique est normal à une courbe de titre constant, la chaleur latente de dilatation, l, considérée comme chaleur fournie par unité de longueur à l'isotherme rectiligne et dirigée suivant celle-ci, est la projection orthogonale de la chaleur γ_x fournie par unité de longueur à la courbe de titre constant au point considéré, cette chaleur γ_x étant considérée comme dirigée suivant cette dernière courbe.*

Théorème. — *Au voisinage immédiat de la température critique, pour toutes les courbes de titre constant, sauf celle pour laquelle* $x = 0,5$, *on a :* $\gamma_x = l$.

Reprenons la *fig.* 4 et appliquons au cycle triangulaire infiniment petit TXY le principe de l'équivalence; il vient, en posant

(1) E. Mathias, *Sur les propriétés thermiques des fluides saturés* (*Annales de Toulouse* [I], t. XII ; 1898).

$dw = TY = (1 - x)\, du + x du'$:

$$m_x d\theta = l dw + c_x d\theta \qquad \text{ou} \qquad m_x = c_x + l \frac{dw}{d\theta}.$$

Or :

$$\gamma_x = \frac{m_x d\theta}{ds_x} = \frac{l dw + c_x d\theta}{\sqrt{dp^2 + dw^2}} = \frac{l + c_x \frac{d\theta}{dw}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dp}{dw}\right)^2}} = \frac{l + c_x \frac{d\theta}{dw}}{\sqrt{1 + \operatorname{tang}^2 \varepsilon_x}} = l \cos \varepsilon_x \left(1 + \frac{c_x}{l} \frac{d\theta}{dw}\right).$$

Au voisinage immédiat du point critique, pour $x \neq 0{,}5$,

$$\frac{dp}{dw} = \operatorname{tang} \varepsilon_x = 0\,;$$

donc $\frac{d\theta}{dw}$ est nul aussi, et l'on a :

$$(\gamma_x)_c = l_c.$$

Pour $x = 0{,}5$, il n'en est plus de même, car $\frac{dp}{dw}$ et $\frac{d\theta}{dw}$ sont finis.

Cherchons la valeur limite de $(\gamma_{0,5})_c$. Il vient :

$$(\gamma_{0,5})_c = l_c \cos \varepsilon_{0,5} \left\{ 1 + \frac{c_c}{l_c} \left(\frac{d\theta}{d \frac{u + u'}{2}} \right)_c \right\}$$
$$= l_c \cos \varepsilon_{0,5} \left(1 - \frac{c_c}{l_c} \frac{\Delta^2}{\alpha}\right) = - \frac{\Delta^2}{\alpha} \cos \varepsilon_{0,5} \left(c_c - l_c \frac{\alpha}{\Delta^2}\right);$$

on peut donc écrire :

$$(\gamma_{0,5})_c = - \frac{\Delta^2}{\alpha} \cos \varepsilon_{0,5} \left(\lim. \frac{m + m'}{2}\right)_c.$$

8. — L'avantage du mode d'exposition précédent, outre son caractère de simplicité et la symétrie des démonstrations qui restent les mêmes, que l'on traite le cas général d'un mélange saturé de titre x ou que l'on s'occupe du cas particulier de la vapeur saturée ou du liquide, est de donner la variation élémentaire de la température ou du titre au moyen d'un petit nombre de fonctions simples, accessibles à l'expérience et dont le signe n'est jamais douteux.

Au point de vue géométrique, le problème de la détente adiabatique est résolu par l'intersection des adiabatiques intérieures à la courbe de saturation avec les courbes de titre constant ; mais, si l'on sait tracer ces dernières, il n'en est pas de même des adiabatiques que l'on ne connaît pas par l'expérience et dont la théorie ne donne que le coefficient angulaire. Sans doute, cela suffit pour trou-

ver nombre de résultats ; mais c'est insuffisant pour traiter *tous* les cas possibles.

Quand on traite la question par le calcul dans le cas de la vapeur saturée ([1]), en écrivant la condition $dQ = 0$ et la différentielle dv du volume, on trouve que les variations adiabatiques de la température et du titre dépendent du signe de l'expression :

$$u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta},$$

signe qui n'est évident que dans le cas exceptionnel pour lequel $m' > 0$. Dans le cas plus général où $m' < 0$, l'expression précédente est la différence de deux termes positifs $u' - u$ et $\frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta}$, et le signe n'est plus apparent.

Si l'on traite de la même façon le cas du liquide saturé, on trouve :

$$\frac{d\theta}{dv} = -\frac{L}{m}\frac{1}{u' - u - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta}} \quad \text{et} \quad \frac{dx}{dv} = \frac{1}{u' - u - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta}}.$$

Ici le problème dépend du signe de l'expression $u' - u - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta}$, qui apparaît comme la différence de deux termes toujours positifs :

$$u' - u \quad \text{et} \quad \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta},$$

de telle sorte que l'indécision subsiste à toutes les températures. Il est aisé de montrer que l'indécision n'est qu'apparente aussi bien pour la fonction $u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta}$ que pour la fonction analogue introduite par l'étude du liquide.

En effet, mettons $u' - u$ en facteur, les expressions précédentes deviennent :

$$(12) \quad \begin{aligned} u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta} &= (u' - u)\left(1 - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta}\right) = (u' - u)\frac{m'd\theta - ldu'}{m'd\theta}, \\ u' - u - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta} &= (u' - u)\left(1 - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta}\right) = (u' - u)\frac{md\theta - ldu}{md\theta}. \end{aligned}$$

Reportons-nous à la *fig.* 4, l'application du principe de l'équiva-

---

([1]) LIPPMANN, *Thermodynamique*, p. 172 à 176.

lence aux cycles infiniment petits AA'H, BB'H' donne:

$$md\theta - c_0 d\theta - l du = 0 \quad \text{ou} \quad md\theta - l du = c_0 d\theta,$$
$$m'd\theta - c_1 d\theta - l du' = 0 \quad \text{ou} \quad m'd\theta - l du' = c_1 d\theta.$$

Portons ces expressions dans les relations (12), elles deviennent :

$$u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta} = (u' - u)\frac{c_1 d\theta}{m'd\theta} = (u' - u)\frac{c_1}{m'} \quad \text{(du signe de } m'\text{)}$$
$$u' - u - \frac{L}{m}\frac{du}{d\theta} = (u' - u)\frac{c_0 d\theta}{md\theta} = (u' - u)\frac{c_0}{m} \quad \text{(du signe de } m\text{)}.$$

Si on cherche ce que deviennent alors $\frac{d\theta}{dv}$ et $\frac{dx}{dv}$, on trouve les formes particulières que prennent les relations (4) et (6) quand on fait $x = 0$ et $x = 1$.

PHOTOMÈTRE A LECTURE DIRECTE. RENDEMENT OPTIQUE DE QUELQUES LUMINAIRES ;

Par M. Ch. FÉRY [1].

Principe de la méthode. — De nombreuses tentatives ont été faites pour effectuer les comparaisons photométriques sans le secours de l'œil. Il est malheureusement difficile de trouver un dispositif ayant sa sensibilité dans la même région du spectre que la rétine. Cette remarque explique pourquoi les actions chimiques de la lumière, la variation de résistance électrique du sélénium éclairé, etc., ne peuvent fournir que des résultats erronés.

La mesure de l'énergie totale de la radiation versée par une source lumineuse ne donnerait pas de meilleurs résultats, mais il n'en est plus de même si, par un artifice quelconque, *on ne laisse passer, de chaque radiation élémentaire du faisceau, qu'une quantité proportionnelle à son activité sur la rétine.*

L'absorption devra être complète dans l'ultra-violet et l'infra-rouge et nulle pour la longueur d'onde de Langley $0^{\mu},54$. Pour les autres radiations, on pourra employer les facteurs d'illuminations indiqués par Macé de Lépinay et Nicati [2].

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 1er mai 1908.

[2] *J. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 64 ; 1883.

Pour faire cette sélection des radiations inactives sur l'œil, on pourrait disposer, dans le spectre de la source en étude, un écran limitant la hauteur du spectre en chaque point. Cet écran devrait avoir la forme de la courbe de sensibilité rétinienne en fonction de la longueur d'onde, on concentrerait ensuite toutes ces radiations sur l'appareil de mesure.

Plus simplement on peut s'adresser à une cuve absorbante.

Des essais nombreux m'ont montré que la plupart des solutions colorées en vert présentent une absorption insuffisante dans l'infra-rouge ; au contraire, les sels de cuivre, et en particulier l'acétate, constituent des filtres parfaits.

En faisant varier la concentration d'une solution d'acétate de cuivre, on déplace le maximum d'énergie et on peut l'amener à coïncider avec $0^{\mu},54$.

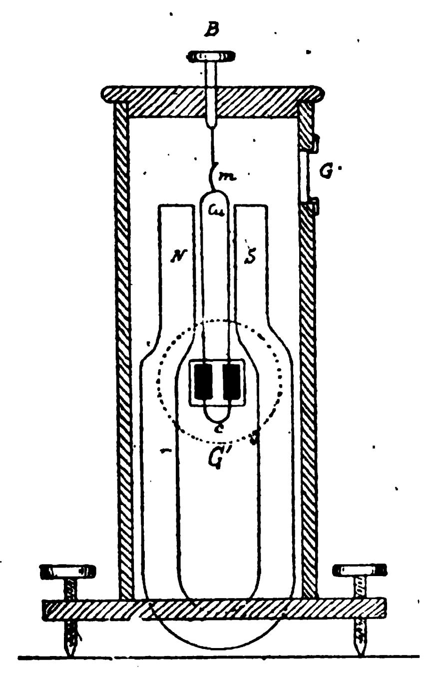


Fig. 1.

A ce moment l'expérience montre qu'il ne passe plus que 0,1 à 0,4 0/0 (bec Bengel et bec Auer) de l'énergie totale.

Le problème était donc ramené à réaliser un dispositif bolomé-

trique suffisamment sensible pour apprécier encore cette faible énergie, et cependant assez robuste pour trouver place dans la salle d'essais photométriques.

L'expérience montre que l'excellent appareil de M. C.-V. Boys, connu sous le nom de *radio-micromètre*, peut être disposé de manière à répondre à ces conditions :

Un cadre cuivre-constantan (*fig.* 1) est suspendu par une lame très mince de bronze phosphoreux dans le champ d'un aimant NS. Les deux soudures du couple, placées à la même hauteur et côte à côte, sont constituées par deux lames d'argent de $0^{mm},3$ d'épaisseur et ayant 6×12 millimètres. L'une des faces de ces lames est noircie au noir de platine et l'autre polie.

Ainsi disposé, le système donne 500 millimètres de déviation sur une échelle placée à 2 mètres quand une des soudures reçoit 1 bougie-mètre (ceci sans interposition d'aucun milieu autre que l'air entre la source et la soudure).

Mais l'interposition de la cuve absorbante réduit la sensibilité dans des proportions considérables.

Étude de la cuve absorbante. — Voici d'abord quelques résultats relatifs à une cuve d'eau dont on fait varier l'épaisseur (la source de radiations était un bec Bengel) :

Épaisseur de la cuve	Déviation
2 centimètres	463 millimètres
3 —	98 —
7 —	46 —
14 —	30 —

En portant en abscisses les épaisseurs de cuve, et en ordonnées les déviations, on remarque qu'à partir de 3 centimètres l'absorption augmente bien peu avec l'épaisseur. J'ai choisi une cuve de 4 centimètres qui n'est pas encore très encombrante et qui permet d'absorber déjà, grâce à l'eau seule, la majeure partie des radiations obscures.

Pour faire un choix entre les divers sels de cuivre, j'ai opéré de la manière suivante : je dissolvais 1 gramme d'hydrate d'oxyde de cuivre dans les divers acides que je voulais étudier, de manière à obtenir une solution aussi neutre que possible.

Sous une épaisseur uniforme de 2 centimètres, et pour un volume de 50 centimètres cubes de solution, les résultats ont été les

suivants :

	Déviation
Azotate de cuivre	13 millimètres
Sulfate	14 —
Chlorure	13 —
Acétate	3 —

L'eau sous la même épaisseur donnait avec la même source (bec Bengel) 350 millimètres.

En étendant à 100 centimètres cubes, on trouve dans les mêmes conditions :

Azotate	27 millimètres
Sulfate	28 —
Chlorure	23 —
Acétate	12 —

Enfin, en amenant le volume à 200 centimètres cubes :

Azotate	77 millimètres
Sulfate	79 —
Chlorure	67 —
Acétate	40 —

Et cependant l'acide acétique est plus diathermane que l'eau, puisque le spot sort des limites de l'échelle en emplissant la cuve avec ce liquide.

Une solution à 50 0/0 d'acide acétique cristallisable et 50 0/0 d'eau donne 370 millimètres, plus que l'eau pure.

Une expérience très simple montre l'énorme absorption des sels de cuivre pour les radiations de grande longueur d'onde : 1 gramme de cuivre est dissous dans la quantité exactement nécessaire d'acide azotique, puis on étend à 1 000 centimètres cubes.

La déviation donnée par ce liquide dont la coloration est à peine sensible est de 270 millimètres.

L'eau pure donne sous la même épaisseur de 2 centimètres et dans les mêmes conditions (bec Bengel) 350 millimètres ; soit la différence très notable de 80 millimètres pour la faible concentration indiquée.

La nature du dissolvant de l'acétate de cuivre joue un rôle important, comme le montre l'expérience suivante :

On a amené à un même volume un volume fixe d'une solution

très concentrée de ce sel :

1° Par H^2O....................	δ = 114 millimètres
2° — acide acétique..........	= 62 —
3° — ammoniaque............	= 212 —
4° — alcool..................	= 32 —

La solution alcoolique est verte, celle dans l'eau bleu vert et celle dans l'ammoniaque bleu très foncé.

A part le cas de l'ammoniaque, les déplacements des bandes d'absorption s'expliquent sans doute par des phénomènes d'ionisation.

Emploi d'une lentille de concentration. — L'emploi d'une lentille est donc indispensable pour rendre à l'appareil la sensibilité que lui fait perdre l'énorme absorption de la cuve.

Je me suis rendu rapidement compte que ni la position de l'image sur la plaquette-soudure du cadre de l'appareil ni la netteté de cette image n'intervenaient dans le résultat, *pourvu que tout le faisceau soit occulté* par cette plaquette.

Pour rendre le réglage plus commode, on a collé au dos des deux lamelles d'argent aussi identiques que possible une feuille de papier qui permet de voir s'il ne tombe pas de lumière en dehors de la surface noircie. Cette feuille de papier sert à une mise au point approchée de l'image, quand on fait tomber cette dernière entre les deux soudures. Enfin, pour éviter autant que possible le rayonnement par l'envers des lames d'argent, ce papier est recouvert, du côté non collé aux lames, d'une mince couche d'étain brillant.

Détails de construction de l'appareil. — Description des mesures. — Deux précautions sont indispensables à observer, si on veut avoir un zéro présentant quelque stabilité avec un appareil d'une sensibilité aussi grande que celle du radio-micromètre (1).

La première est de disposer dans un même plan horizontal les deux soudures de l'instrument, car si on agit autrement les couches d'air qui se rangent toujours par ordre de densité sous la cloche de l'ins-

(1) M. Duddell a tiré un parti extrêmement habile de cet appareil, dont il a pu faire un *oscillographe thermique* qui permet de mesurer avec facilité l'intensité des courants les plus faibles, même périodiques, tels que ceux qui prennent naissance dans le téléphone [Duddell, *Mesure des petits courants alternatifs de haute fréquence par le « Thermogalvanomètre »* (*Journal de Physique*, t. IV, 4e série, p. 5 ; 1905)].

trument donneraient à l'appareil une déviation variable avec la température de la salle.

La deuxième précaution est d'employer, comme couvercle du système, une cloche épaisse en cuivre rouge dont la bonne conductibilité calorifique tend à former une enceinte isotherme, malgré les rayonnements parasites qui peuvent frapper l'instrument.

Les causes qui limitent la sensibilité du radio-micromètre sont tout d'abord l'amortissement : un cadre de trop faible résistance, suspendu par un fil de torque insuffisant, se déplacera avec une extrême lenteur et les mesures ne présenteront aucune sûreté.

Ensuite, malgré les précautions sur lesquelles je viens d'appeler l'attention, le zéro de l'appareil se déplace lentement sur l'échelle avec une vitesse ne dépassant jamais quelques millimètres par minute.

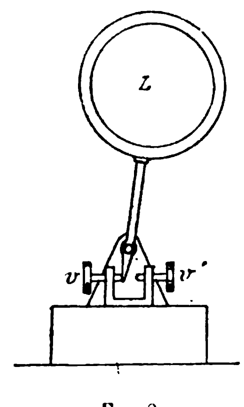


Fig. 2.

C'est afin d'éliminer cette dernière cause d'erreur que j'ai toujours employé une méthode utilisant *alternativement* les deux plaquettes comme soudure chaude, ce qui a en outre l'avantage de doubler la déviation.

Dans ce but, la lentille L (*fig.* 2) peut être déplacée à distance par deux poires en caoutchouc (*fig.* 3), de manière à amener l'image successivement sur les deux soudures.

En faisant cette manœuvre à des *intervalles de temps égaux*, de l'ordre de la demi-minute ou de la minute, suivant le degré d'amortissement de l'appareil, les déplacements du zéro se trouvent éli-

minés, car ces déplacements sont très lents et se font toujours dans le même sens pour une série de mesures qui n'exige que quelques minutes.

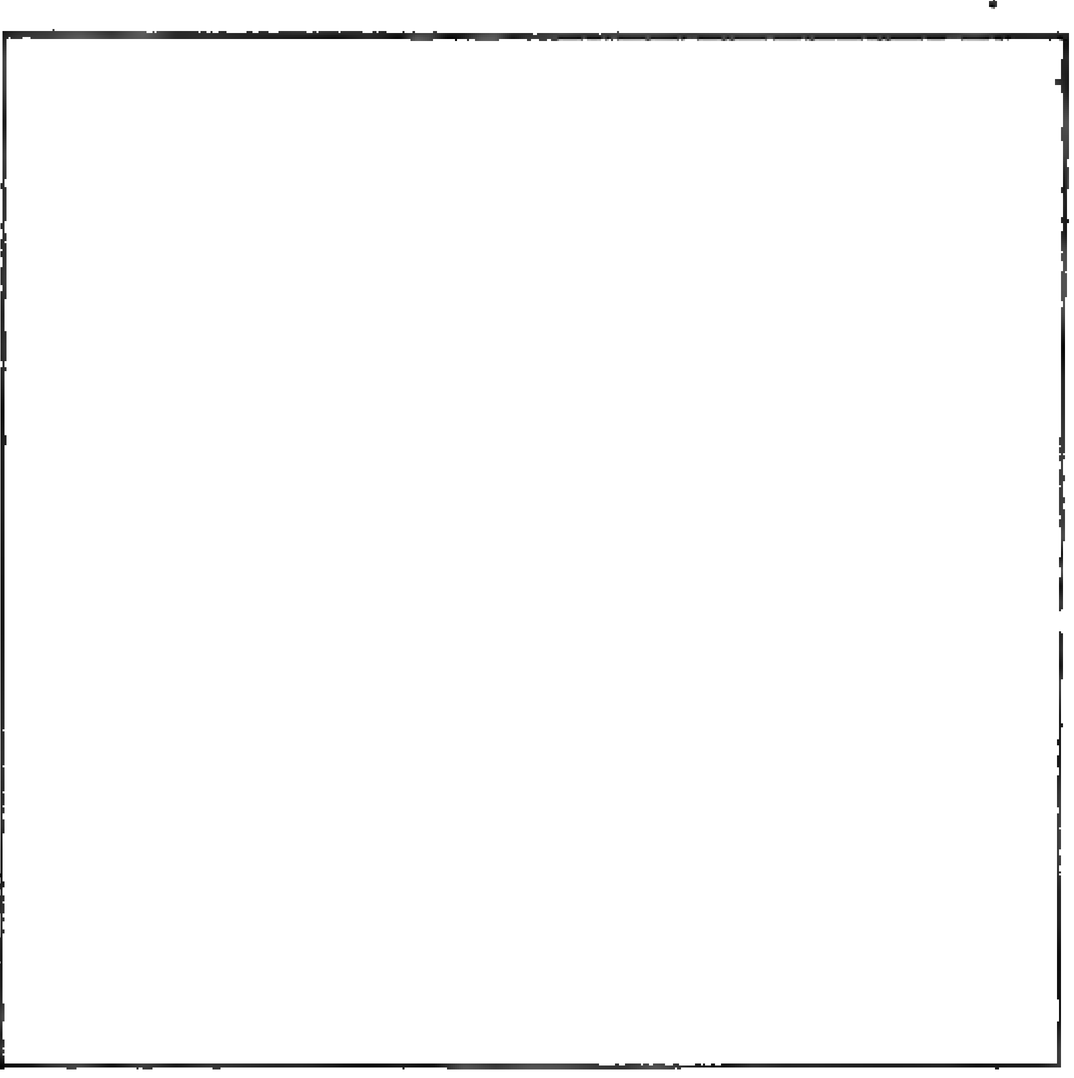


Fig. 3.

L'exemple suivant, relevé sur mon cahier d'expériences, fera encore mieux saisir la méthode :

	Bec Auer		Bec Bengel		
	305 millimètres		105 millimètres		
		> − 222		> + 32	
	83		137		
		> + 205		> − 49	
	288		88		Rapport $\frac{214,5}{43,5} = 4,93$
		> − 223		> + 36	
	65		124		
		> + 208		> − 57	
	273		67		
Moyenne d'un nombre pair de différences		214,5		43,5	

Rapport trouvé au photomètre de Lummer et Brodhun :

$$\left(\frac{95}{43}\right)^2 = 4,88.$$

Dans le cas de sources très intenses, on doit réduire dans un rapport connu la sensibilité de l'appareil, qui donne environ $\pm$ 30 millimètres, soit 60 millimètres de déviation totale pour la lampe Carcel à 1 mètre. Pour cela, la lentille est munie d'un des diaphragmes D, visibles sur la *fig.* 3 donnant la vue d'ensemble de l'instrument. Toutes les lampes en étude doivent toujours être disposées à une distance uniforme de 1 mètre de la lentille de concentration pour que les résultats soient comparables.

Rendement optique de quelques luminaires. — Pour terminer, je donnerai quelques résultats relatifs aux lampes à incandescence :

Lampe à filament de charbon normalement poussée prenant 74,9 watts..............	— 22 bougies
Lampe tantale, 44 watts....................	— 32,9 bougies
Lampe Z, 46 watts.........................	— 45,9 —

Ce qui conduit aux rendements suivants :

Lampe à filament de charbon......	3,39 watts	par bougie
— tantale....................	1,34	—
— Z..........................	1,00	—

résultats conformes à ceux obtenus par les méthodes photométriques ordinaires.

Le temps ne m'a pas encore permis de faire l'étude des lampes à arc à l'aide de cet appareil, mais je m'en suis servi pour faire quelques mesures du « rendement optique » de quelques luminaires.

Dans ce but, je mesurais successivement la déviation produite par l'appareil muni de la lentille et de la cuve absorbante, puis celle obtenue en faisant sur les soudures l'image de la source au moyen d'un petit trou (sténopé) percé dans une plaque noircie remplaçant la lentille, ce qui permettait de supprimer entre la source et la soudure tout milieu transparent autre que l'air.

Le rapport des surfaces de la lentille et du petit trou ayant 1 millimètre de diamètre fut mesuré avec soin et trouvé égal à 2 116.

J'obtins ainsi pour la lampe à incandescence à fil de charbon nor-

malement poussée (110 volts) :

Déviation en lumière..........	242mm,5
Déviation radiation totale	$36,5 \times 2116 = 77.234$
Rendement (1)...............	$\frac{242,5}{77234} = 0,314$ 0/0

Le rendement baisse à 0,187 0/0 quand on réduit le voltage à 97,5 volts.

Le bec Auer étudié de même a donné :

Rendement optique.....	$\frac{382}{95200} = 0,401$ 0/0

et le bec Bengel :

Rendement optique......	$\frac{118}{129000} = 0,0914$ 0/0.

Je me propose d'étudier de la même manière les arcs et les lampes à vapeur de mercure.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. VII ; 1906.

W. JAEGER. — Elektrische Normale (Étalons électriques). — P. 361-366.

On peut définir les unités électriques d'après des prototypes, comme on l'a fait pour les unités mécaniques, ou en donner une définition empirique qui puisse être à chaque instant réalisée avec exactitude.

La définition absolue (rattachée aux unités mécaniques) se heurte à de grandes difficultés d'exécution. Il est donc préférable de ne la faire intervenir que dans le choix des unités et de fixer celles-ci de manière que le passage du système électrique au système mécanique n'exige que des corrections peu importantes. Une fois les unités pratiques fixées, on déterminera ces corrections par des procédés analogues à ceux qui ont servi pour établir la relation entre le kilogramme et le mètre.

(1) En négligeant l'absorption de la cuve et de la lentille pour les rayons lumineux $\lambda = 0,54\ \mu$. Ces valeurs sont donc trop faibles, elles ne donnent que l'ordre de grandeur du rendement optique.

Les unités électriques fondamentales étant liées par la loi d'Ohm, il suffit d'en définir deux.

Si on veut construire des prototypes, ces deux unités ne peuvent être que la résistance et la force électromotrice.

En ce qui concerne la définition pratique de l'unité de résistance, on s'accorde à la ramener à la résistance du mercure à 0°. Comme on le sait, l'ohm international est la résistance d'une colonne de mercure à 0° dont la longueur est $106^{cm},3$ et la masse $14^{gr},4521$. Mais ces spécifications laissent subsister quelques incertitudes. La résistance d'épanouissement, qui s'ajoute à la résistance de la colonne proprement dite, peut atteindre 0,001 de cette dernière. Or les textes légaux sont muets sur le facteur à l'aide duquel cette correction doit être calculée, ainsi que sur la forme des récipients terminaux et celle des électrodes. Ces circonstances peuvent affecter la valeur de la résistance de quelques cent-millièmes, alors que la masse du mercure est fixée à 0,00001 près.

Une autre difficulté se présente dans l'emploi et la construction des étalons. L'erreur qui affecte chaque étalon, ou même un étalon après un nouveau remplissage, est notablement supérieure à celle qui affecte les comparaisons de résistance.

Plusieurs méthodes peuvent être proposées pour faire disparaître cette difficulté, sans qu'on puisse actuellement décider quelle serait la meilleure.

Il semble qu'on obtiendrait le résultat cherché en construisant des étalons secondaires en manganine et comparant ces étalons entre eux et avec le prototype. Construites avec les précautions voulues, les résistances de manganine sont remarquablement constantes ; de plus, leur coefficient de température et leur pouvoir thermoélectrique vis-à-vis du cuivre sont très faibles.

La construction d'étalons de force électromotrice est beaucoup plus difficile : malgré les qualités des éléments au cadmium, ils ne remplissent pas d'une manière suffisante les conditions qu'on exige de tels étalons.

Il ne reste donc qu'à définir l'intensité par le voltamètre à argent, comme on le fait. La précision atteint aujourd'hui quelques dix-millièmes ; il est permis de supposer qu'on arrivera à l'accroître par une étude plus complète de l'électrolyse dans ce voltamètre.

K. KURZ. — Fadenablesung am Blattelektrometer (Pointé sur fil dans l'électromètre à feuilles). — P. 375.

Sur le bord de la feuille de l'électromètre, dans la région qui se trouve dans le champ du microscope, on découpe un segment de 1 millimètre de flèche et de 5 à 6 millimètres de corde, et on remplace le métal enlevé par un fil de quartz tendu suivant la corde.

H. FISCHER. — Ueber die elektrostatischen Spannungszeiger. Eine experimentelle Untersuchung über den Einfluss der Lade und Entladezeit auf die Angaben des Elektrometers (Electromètres électrostatiques : étude expérimentale de l'influence de la durée de la décharge sur leurs indications). — P. 376.

La plupart des électromètres ou des électroscopes n'ont pas la même constante pour les différences de potentiel continues ou alternatives : les écarts atteignent 10 et même 50 0/0.

Cette différence tient à la présence des diélectriques dans la cage des instruments. On peut l'éviter en construisant ces cages tout en métal, garnissant de toile métallique assez fine les fenêtres qu'il est indispensable d'y pratiquer pour les lectures.

W. NERNST. — Ueber die Helligkeit glühender schwarzer Körper und über ein einfaches Pyrometer (Sur l'éclat des corps noirs incandescents et sur un pyromètre simple). — P. 380.

Un filament rendu incandescent par le courant est placé devant l'ouverture d'un cylindre formant le corps noir. On règle l'intensité du courant de manière que le filament ait le même éclat que le corps noir. La variation de l'éclat des filaments avec l'intensité du courant a été, d'autre part, étudiée au photomètre. Lorsqu'ils ont fonctionné environ vingt-quatre heures en courant normal, ils restent ensuite constants, en courant réduit, pendant des centaines d'heures et se comportent à peu près comme des corps noirs.

Par la comparaison avec le corps noir, on peut déterminer l'émission lumineuse en unités Hefner. Cette dernière pourrait être définie en fixant la température à laquelle un corps noir émet une unité par millimètre carré. Cette température serait d'environ 1 819° C., et la composition de la lumière se rapproche beaucoup de celle des sources actuelles, vis-à-vis desquelles la lumière de la lampe Hefner paraît toujours rougeâtre.

W. WUNDT. — Ueber die Bestimmung der Sonnentemperatur (Détermination de la température du Soleil). — P. 384.

Cette température se déduit de la constante solaire et des lois du rayonnement.

L'auteur ne pense pas qu'il faille ajouter à la constante solaire la perte d'énergie dans l'atmosphère solaire pour obtenir le rayonnement total de la photosphère. Car l'énergie ainsi absorbée ne peut que faire retour à la surface du Soleil pour être émise de nouveau. Cette absorption ne peut provoquer qu'un déplacement des lignes spectrales.

D'autre part, la constante solaire est la quantité de chaleur apportée sur 1 centimètre carré à la limite de l'atmosphère, sans qu'il y ait à tenir compte, d'après le mode de construction des héliomètres, de l'énergie rayonnée par cette surface.

La température du Soleil doit être comprise entre 6 000° et 7 000°.

O. LEHMANN. — Dampfund Lösungstension an krummen Flächen (Tension de vapeur et tension de dissolution sur les surfaces courbes). — P. 392.

Lord Kelvin a déduit du principe de Clausius que la tension de vapeur et la tension de dissolution devaient être plus grandes sur les surfaces courbes que sur les surfaces planes, d'autant plus grandes que leur courbure est plus grande. Cette conséquence ne s'accorde pas avec les propriétés des cristaux semi-fluides. Il faudrait admettre plutôt que la chaleur de vaporisation et la chaleur de dissolution dépendent de la courbure des surfaces libres et de la densité.

W. MATTHIES. — Ueber die Dampfdrucke des Schwefels (Tension de vapeur du soufre). — P. 395.

La tension de vapeur du soufre est très faible jusque vers 240° (8 millimètres de mercure) ; elle croît ensuite assez rapidement et atteint, à 380°, 250 millimètres de mercure.

TH. SIMON. — Zur Theorie der selbsttönenden Lichtbogens (Théorie de l'arc chantant). — P. 433.

En affectant de l'indice 2 les grandeurs relatives au circuit dérivé sur l'arc et désignant par E_2 la différence de potentiel constante maintenue entre les extrémités de la dérivation :

$$E_2 = i_2 r_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{\int i_2 dt}{C_2}.$$

L'équation intégrale i_2 représente une oscillation amortie, à cause du terme $i_2 r_2$, ou, au point de vue physique, de la perte d'énergie sous forme de chaleur de Joule. Pour que l'oscillation cesse d'être amortie, il faut que l'arc chantant, considéré comme faisant partie du circuit 2, puisse fournir une quantité d'énergie $e'_1 i_2 = c i_2'^2$ compensant cette perte.

Duddell a démontré, pour le cas des oscillations de très faible amplitude, que l'arc devait satisfaire aux conditions :

$$\frac{de_1}{di_1} < 1 \left| \frac{de_1}{di_1} \right| \leq r_2,$$

e_1 étant la chute de potentiel, i_1 l'intensité du courant dans l'arc. Ceci suppose que l'intensité totale i_0 fournie par la source est constante, condition réalisée par Duddell en employant une grande force électromotrice et une forte résistance. Les courbes relevées à l'oscillographe prouvent qu'en effet les variations de i_0 sont très faibles. On arriverait au même résultat en insérant dans le circuit principal une forte self-induction.

Plus généralement, les oscillations sont représentées par :

$$i_2 = \sum_{n=1}^{n=\infty} I_n \sin(2\pi nt + \varphi_n)$$

ou

$$i_1 = I_0 - \sum_{n=1}^{n=\infty} I_n \sin(2\pi nt + \varphi_n).$$

La force électromotrice

$$e_2 = E_2 + ci_2 = E_2 + e'_2$$

produira des oscillations stationnaires, si elle est de la forme :

$$\sum_{n=1}^{n=\infty} E_n \sin(2\pi nt + \psi_n),$$

d'où :

$$E_2 i_2 dt + e'_2 i_2 dt = i_2^2 r^2 dt + L_2 i_2 \frac{di_2}{dt} dt + i_2 dt \frac{\int i_2 dt}{C_2}.$$

Si on intègre pour la durée d'une période T, en remarquant que :

$$\int_0^T E_2 i_2 dt = 0,$$

$$\int_0^T L_2 i_2 \frac{di_2}{dt} dt = 0,$$

$$\int_0^T i_2 \frac{\int_0^T i_2 dt}{C_2} dt = 0.$$

il reste seulement :

$$\int_0^T e'_2 i_2 dt = \int_0^T i_2^2 r_2 dt.$$

Le premier membre doit toujours être positif, puisque le second l'est forcément. Donc, dans l'arc chantant :

$$\int_0^T e'_2 i_2 dt > 0$$

et

$$\left| \int_0^T e'_2 i_2 dt \right| = \left| \int_0^T i_2^2 r_2 dt \right|,$$

ce qui revient à dire, comme ci-dessus, que l'arc doit fournir au circuit des oscillations, pendant une période, l'énergie perdue dans celui-ci.

D'autre part, l'énergie dépensée dans l'arc pendant une période est :

$$\int_0^T e'_2 i'_1 dt = \int_0^T (E_0 + e'_2)(I_0 + i'_2) = -\int_0^T e'_2 i_2 dt,$$

égale et de signe contraire à celle qui est produite dans le circuit des oscillations.

Les conditions pour que celles-ci se produisent seront donc :

$$\int_0^T e_2' i_1' dt < 0,$$

$$\left| \int_0^T e_2' i_1' dt \right| = \left| \int_0^T i_2^2 r_2 dt \right|.$$

Elles s'appliquent d'ailleurs à tout conducteur et non pas seulement à l'arc.

Pour qu'un conducteur produise dans un circuit dérivé des oscillations stables, il faut que sa caractéristique $e = f(i)$ soit tombante, c'est-à-dire que la chute de potentiel diminue quand le courant augmente.

C'est le cas d'un arc à courant continu, et cette circonstance explique en partie les propriétés de l'arc chantant. Mais il reste à expliquer pourquoi :

1° Les arcs à charbons homogènes produisent seuls des oscillations, quoique les charbons à mèche donnent aussi une caractéristique tombante ;

2° La fréquence des oscillations est à peu près :

$$n = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_2 L_2}},$$

mais croît, toutes choses égales d'ailleurs, quand la longueur de l'arc diminue ou que l'intensité du courant augmente ;

3° Si on augmente C_2 et L_2, n atteint une valeur limite, environ 40 000, au-dessus de laquelle il ne se produit plus d'oscillations.

On peut rendre compte de ces diverses circonstances par une théorie fondée sur la forme de la caractéristique de l'arc alternatif. Cette caractéristique est différente suivant que la force électromotrice croît ou qu'elle décroît. Si la force électromotrice varie entre deux limites, la caractéristique forme une boucle fermée, analogue à certains égards aux boucles d'hystérésis. Or les oscillations se superposent dans l'arc au courant continu, et il en résulte un courant ondulatoire, dont la caractéristique présente une allure semblable. Les courbes de l'oscillographe montrent qu'il s'introduit dans la caractéristique des portions ascendantes. Mais la condition à laquelle est

subordonnée la production des oscillations reste satisfaite tant que l'effet de ces portions ascendantes reste inférieur à celui des portions descendantes.

Si on relève, à l'oscillographe, les courbes qui représentent la chute de potentiel e_2 dans l'arc, la chute de potentiel e_c dans le circuit des oscillations, et qu'on construise la courbe ayant pour abscisses e_2 et pour ordonnées e_c, l'aire de cette courbe sera proportionnelle à :

$$\int_0^T e_2' i_2 dt,$$

car :

$$e_c = \frac{1}{C_2} \int i_2 dt, \qquad de_c = \frac{1}{C_2} i_2 dt,$$

$$e_2 de_c = \frac{e_2 i_2 dt}{C_2} = \frac{(E_2 + e_2') i_2 dt}{C_2},$$

$$\int_0^T e_2 i_2 dt = \frac{1}{C_2} \int e_2' i_2 dt.$$

L'aire est positive, c'est-à-dire représente de l'énergie fournie au circuit dérivé, quand le contour est parcouru dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre ; elle est négative et représente de l'énergie fournie par le circuit dérivé, si le contour est parcouru en sens contraire.

Les premières sont toujours plus grandes que les autres, ce qui correspond à la condition énoncée.

En enregistrant dans l'oscillographe les oscillations du circuit dérivé, on voit que la force électromotrice et l'intensité partent de valeurs très petites et croissent jusqu'à une valeur limite.

De plus :

1° L'amplitude des oscillations est d'autant plus grande que l'intensité du courant continu dans l'arc est plus faible ;

2° Cette amplitude peut devenir supérieure à I_0, mais les oscillations s'éloignent alors beaucoup de la forme sinusoïdale ;

3° Dans ce dernier cas, la fréquence dépend de plus en plus de I_0 et la période T croît quand I_0 diminue ;

4° Toutes choses égales d'ailleurs, l'arc est d'autant plus propre à exciter les oscillations qu'il est plus long ;

5° La fréquence diminue quand la longueur de l'arc augmente.

En résumé, la période croît avec l'amplitude du courant, et l'arc

est d'autant plus apte à produire les oscillations, et l'amplitude de celles-ci est d'autant plus grande, que la pente de la caractéristique est plus grande au point qui représente les conditions où fonctionne l'arc.

Tous ces faits s'expliquent par la théorie donnée ci-dessus.

P.-B. PENTSCHEFF. – Ueber den Spannungsabfall in der positiven Schicht im Wasserstoff (Chute de potentiel dans la lumière positive de l'hydrogène). — P. 463.

La méthode des sondes n'est pas applicable, parce que leur présence déforme les strates. La cathode est fixe et l'anode mobile : une sonde fixe se trouve dans la lueur négative. On éloigne l'anode de la cathode, de manière qu'il se forme n_1 strates : on mesure la différence de potentiel V_1 entre l'anode et la sonde. Puis on rapproche l'anode en maintenant l'intensité du courant invariable, jusqu'à ce que le nombre des strates se réduise à n_2 ; la différence de potentiel se réduit à V_2. La chute de potentiel dans une strate est :

$$\frac{V_1 - V_2}{n_1 - n_2}.$$

De très faibles traces de gaz étranger suffisent à modifier cette chute de potentiel ; chaque strate se divise en deux de couleur différente.

Dans l'hydrogène pur, la chute de potentiel croît quelque peu quand l'intensité augmente, la pression restant constante, et diminue quand la pression diminue, l'intensité restant invariable ; les valeurs extrêmes sont 20 et 55 volts.

A. WERTHEIM-SALOMONSON. — Die Messung von schwachen Wechselströmen (Mesure des courants alternatifs faibles). — P. 363.

La méthode est une modification de celle de Klemencic. Au lieu d'un seul élément thermo électrique, on en emploie plusieurs, disposés en deux séries parallèles. Le courant alternatif est amené par les milieux des deux séries, le galvanomètre est relié aux extrémités des deux séries.

Si les résistances comprises entre les quatre points de liaison satisfont à la condition :

$$p : q = r : s,$$

le courant alternatif ne passe pas dans le galvanomètre et les forces thermo électriques identiques dans les quatre branches ne peuvent produire de courant dans le circuit.

Pour que seuls les contacts thermoélectriques d'ordre impair, par exemple, puissent s'échauffer, les autres sont formés de pièces massives.

Avec 10 éléments, un courant d'un milliampère donne une force thermoélectrique de 7,5 microvolts.

E. GRIMSEHL. — Vorlesungsversuche zur Bestimmung des Verhältnisses der Lichtgeschwindigkeit in Luft und in anderen brechenden Substanzen (Expérience de cours pour déterminer le rapport des vitesses de la lumière dans l'air et dans d'autres milieux réfringents). — P. 472.

Une cuve parallélipipédique en tôle est fermée sur ses petites faces par des glaces. Contre l'une d'elles est appliqué un réseau, contre l'autre un écran translucide. On projette le spectre sur ce dernier. Quand la cuve est remplie d'eau, par exemple, jusqu'à une certaine hauteur, on obtient deux spectres superposés, l'un provenant des rayons qui ont traversé l'air, l'autre des rayons qui ont traversé l'eau. La distance des raies est proportionnelle à la longueur d'onde; quatre spectres des derniers rayons occupent la même largeur que trois des premiers ; d'où :

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{3}{4} \qquad \text{et} \qquad n = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{4}{3}.$$

F. PASCHEN. — Ein kleines empfindliches Elektrometer (Petit électromètre sensible). — P. 492.

Cet électromètre est de dimensions très réduites : l'aiguille est une bande de cuivre très mince, large de 6 millimètres, longue de 12, sur une épaisseur de $0^{mm},01$. Le fil de suspension est un fil de platine de 12 centimètres de long sur 5 à 6 μ de diamètre (fil de Wollaston).

D'après le principe que la sensibilité d'un appareil de torsion croît en raison inverse de ses dimensions linéaires quand la période d'oscillation reste la même, cet instrument est sensible. L'aiguille étant chargée à 40 volts, il donne une déviation de 1 millimètre pour $1 \,.\, 10^{-1}$ volt.

W. VOEGE. — Ein neues Vakuummeter (Nouvelle jauge à vide). — P. 498.

La jauge est constituée par un élément thermoélectrique enfermé dans une ampoule de verre reliée au récipient.

Lorsque cet élément est traversé par un courant d'intensité déterminée, il s'échauffe d'autant plus que le vide est plus avancé dans le récipient. La force électromotrice qui résulte de cet échauffement varie régulièrement quand la pression varie entre 1 millimètre et $0^{mm},005$ de mercure : il suffit de tracer une fois pour toutes la courbe.

TH. EDELMANN. — Kontinuierliche Tonreihe aus Resonatoren mit Resonanzböden (Série continue de résonateurs avec plaque de résonance). — P. 510.

Ces résonateurs sont une modification de ceux de Helmholtz : ils portent trois tubulures. L'une est fermée par une lame de bois qui transmet le son à l'air du résonateur ; la deuxième reçoit un tube de caoutchouc reliant le résonateur à l'oreille. Dans la troisième, on peut introduire des diaphragmes d'ouverture différente (une série de 12 à 18 pour chaque résonateur), qui font varier le son fondamental de demi-ton en demi-ton.

G. BENISCHKE. — Die Abhängigkeit elektrostatischer Spannungszeiger von Wechselzahl und Wellenform (Influence de la fréquence et de la forme de l'onde sur les indications des voltmètres électrostatiques). — P. 525.

D'après l'auteur, les écarts entre les indications des voltmètres électrostatiques quand on les emploie à la mesure des forces électromotrices alternatives proviennent de deux causes principales :

D'abord des charges résiduelles des pièces diélectriques qui entrent dans la construction de l'instrument : ces charges dépendent de la fréquence ;

En second lieu du moment directeur que produisent les pertes d'électricité par la tranche de l'aiguille ; ces pertes dépendent de la différence de potentiel maximum et, par suite, de la forme de l'onde.

L. KANN. — Magnetischer Nachweis von Materialfehlern Gussblasen u. dgl im Eisen (Recherche magnétique des défauts, soufflures..., etc., dans le fer). — P. 526.

Le procédé proposé consiste à faire passer dans la pièce de fer les lignes de force d'un électro-aimant et de là dans une bobine reliée à un galvanomètre. Les perturbations provoquées dans la distribution des lignes de force par la présence des défauts ou soufflures se traduisent par des courants induits, quand on déplace la pièce.

P. EHRENFEST. — Bemerkung zu einer Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Remarque sur une nouvelle démonstration de la loi des déplacement de Wien). — P. 527.

M. Jeans a déduit la formule de Wien relative à l'émission du corps noir de considérations sur les dimensions des grandeurs qui figurent dans cette formule. Mais la forme d'équation qu'il a obtenue n'est pas la seule possible.

J.-H. JEANS. — Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Remarque sur une nouvelle démonstration de la loi de déplacement de Wien). — P. 667.

Réponse de l'auteur aux critiques formulées par M. Ehrenfest.

P. EHRENFEST. — Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Remarque sur une nouvelle démonstration de la loi de déplacement de Wien). — P. 850.

Réponse à M. Jeans.

P. EHRENFEST. — Zur Planckschen Strahlungstheorie (Sur la théorie du rayonnement de Planck). — P. 528.

L'auteur discute les propriétés attribuées par Planck aux systèmes de résonateurs enfermés dans une enceinte réfléchissante, propriétés sur lesquelles Planck a fondé sa première théorie.

Il discute également les hypothèses sur lesquelles est fondée la deuxième théorie de Planck. Dans celle-ci on raisonne sur les périodes et les phases des oscillations des divers points d'un espace comme sur les vitesses des molécules gazeuses dans la théorie cinétique de Boltzmann.

Sans être à l'abri de toute critique, ces diverses hypothèses de Planck n'entraînent cependant aucune impossibilité physique.

D. CHMYROW et N. SLATOWRAVSKI. — Ueber diffuse Zerstreuung polarisiertes Lichtes von matten Oberflächen (Diffusion de la lumière polarisée par les surfaces dépolies). — P. 533.

La lumière polarisée est dépolarisée partiellement quand elle est diffusée par une surface dépolie, absorbante, d'autant plus qu'elle est moins absorbée.

O. MARTIENSSEN. — Die Verwendbarkeit des Rotationskompasses als Ersatz des magnetischen Kompasses (La boussole gyroscopique peut-elle remplacer la boussole magnétique ?). — P. 535.

L'axe d'un gyroscope, assujetti à tourner dans un plan horizontal, tend à se placer dans la direction nord-sud ; il constitue donc une boussole.

Cette boussole n'est pas sensible à la déclinaison, et on a essayé de la substituer à la boussole magnétique. Mais cette subtitution ne serait possible que si l'appareil était installé à poste fixe. Sur un navire, les changements de direction ou de vitesse du support provoquent de telles perturbations que l'emploi en est illusoire. Pour rendre insensibles ces perturbations, il faudrait que la période d'oscillations fût d'au moins trente minutes sur les gros navires, plus longue encore sur les petits.

Dans ces conditions, il serait impossible de distinguer les oscillations de l'aiguille des mouvements produits par les changements de direction.

K. MARBE. — Objektive Bestimmung der Schwingungszahlen Königscher Flammen ohne Photographie (Détermination objective de la fréquence des vibrations des flammes de König sans photographie). — P. 543.

Une bande de papier se déplace devant la flamme, de façon à

être léchée par la partie supérieure de celle-ci ; à chaque vibration se produit une tache de noir de fumée sur la bande.

A.-H. BUCHERER. — Ein Versuch, den Elektromagnetismus auf Grund der Relativbewegung darzustellen (Essai d'une explication de l'électromagnétisme fondée sur le mouvement relatif). — P. 553.

L'auteur considère comme démontré qu'une translation uniforme n'exerce aucune influence sur les phénomènes électromagnétiques et que, par suite, l'hypothèse de l'éther doit être abandonnée. Il propose une théorie fondée sur cette autre hypothèse qu'il ne se produit de translation que de la matière relativement à la matière.

Cette théorie permet de calculer les forces pondéromotrices produites par le déplacement relatif des électrons et des aimants. Notamment, cette force, dans le cas où un électron se déplace par rapport aux armatures d'un condensateur, est la même, que ce soit l'électron ou les armatures qui soient fixes : ce résultat est contraire à celui de Lorentz. Si un pôle magnétique se déplace par rapport à un électron, l'expression de la force est la même que dans la théorie de Lorentz.

L'énergie électromagnétique garde aussi la même forme que dans la théorie de Maxwell.

J. KOENIGSBERGER et O. REICHENHEIM. — Ueber ein Temperaturgesetz der elektrischen Leitfähigkeit fester einheitlicher Substanzen und einige Folgerungen daraus (Variation avec la température de la conductibilité électrique de quelques substances solides homogènes et conséquences). — P. 570.

Les cristaux naturels, choisis avec soin, sont les échantillons qui se prêtent le mieux aux mesures. Mais il faut éviter les inclusions de matières plus ou moins conductrices que la masse même du cristal, et aussi les filons de substances conductrices.

Les expériences ont porté sur le fer oligiste, la galène, la marcassite, la pyrite, le graphite. On n'a constaté ni polarisation, ni électrolyse. Entre — 185° et + 250°, la conductibilité augmente beaucoup avec la température. Le coefficient de température est négatif aux basses températures et d'autant plus grand que celle-ci est plus basse. Puis, à partir d'une certaine température, il devient égal en grandeur et signe à celui des métaux.

Ces résultats peuvent s'interpréter dans la théorie des électrons et servir à expliquer un certain nombre des propriétés des conducteurs solides.

O. LEHMANN. — Die Farbenerscheinungen bei fliessenden Kristallen (Les phénomènes colorés dans les cristaux semi-fluides). — P. 578.

Lorsqu'on fond sur une lame porte-objet une petite quantité des cristaux semi-fluides formés par les sels de cholestérine et qu'on les recouvre d'une lamelle de verre pour les laisser refroidir, l'apparition de la modification semi-fluide se traduit par une lueur gris clair qui disparaît quand la cristallisation est achevée. Cette lueur a sans doute la même origine que les couleurs des milieux troubles, c'est-à-dire est produite par la diffraction autour des cristaux très petits qui se sont formés dans le liquide.

Mais, en continuant à refroidir, on voit apparaître une lueur d'un très beau violet, de plus en plus intense, qui passe progressivement au bleu pur, souvent au vert, au jaune, au rouge, en un mot par toutes les nuances du spectre. Ces couleurs acquièrent toute leur beauté quand la masse, grâce aux variations de volume résultant de la solidification, ou de la pression exercée sur le couvre-objet, est devenue homogène. Par suite de l'homéotropie, les molécules ne peuvent pas être disposées d'une manière absolument quelconque, mais tous les axes optiques sont perpendiculaires aux lames de verre : la masse est pseudo-isotrope. En lumière polarisée, on observe une rotation plus ou moins marquée du plan de polarisation dépendant naturellement de l'épaisseur de la préparation.

On peut trouver l'explication de ces phénomènes en étudiant le caprinate de cholestéryle (cholestérine, $C^{27}H^{44}O$; acide caprinique, $C^{10}H^{20}O^{2}$), qui possède deux formes cristallines semi-fluides, dont la stabilité est modifiée par l'addition de matières étrangères.

Lorsque après avoir fondu cette substance, placée sous le microscope entre deux nicols croisés, on la laisse se refroidir lentement, il se produit une modification cristalline relativement fluide, faiblement biréfringente, dont les éléments sont trop petits pour être distingués. La masse est gris sombre, d'aspect craquelé, devient noire quand on presse sur le couvre-objet et traversée de veines huileuses. Ces veines proviennent de ce qu'il se forme des canaux là où les molécules se sont orientées en files parallèles, canaux dans lesquels se déplace la masse, dans la direction où le frottement est minimum. Cette condition est remplie quand l'axe optique est perpendiculaire aux couches qui glissent l'une sur l'autre. Dans les régions limitées par ces veines, l'axe optique est perpendiculaire aux faces du verre.

L'effet de la pression peut expliquer ces différences d'orientation, si les molécules sont lamellaires.

Le frottement est plus faible dans les veines huileuses, parce que les lamelles placées de champ ne touchent le verre que par une minime surface, tandis qu'en dehors, les lamelles placées à plat adhèrent au verre par toute leur étendue, formant ainsi des espèces d'îlots solides.

L'explication repose, comme on le voit, sur une forme particulière des molécules, et l'auteur considère les phénomènes observés comme une preuve de l'existence de ces molécules.

Si le refroidissement continue, les espaces sombres limités par les veines huileuses deviennent tout d'un coup brillants, colorés d'abord en violet, puis passant par toutes les nuances du spectre. Ce changement annonce l'apparition d'une seconde modification, plus fortement biréfringente et en cristaux plus gros, plus visqueuse que la première. La biréfringence plus marquée se révèle par les couleurs qui se substituent à la teinte grise de la modification I, quoique l'épaisseur soit restée la même.

Ces colorations sont absolument homogènes, et le plus fort grossissement n'y révèle ni courant ni autre changement dans la masse.

Elles correspondent à une transformation moléculaire précédant la seconde cristallisation ; celle-ci se produit infailliblement quand la couleur a atteint le rouge. Cette transformation ne peut être que la dissolution de la modification II dans la modification I. On expliquerait ainsi la rotation du plan de polarisation par la superposition de couches anisotropes inégalement biréfringentes.

Cette hypothèse peut être contrôlée par l'expérience en observant l'influence de matières étrangères susceptibles de faire varier les conditions de l'équilibre de concentration entre les deux formes I et II.

Par exemple, on ajoutera à la préparation du paraazoxyphénétol en quantité suffisante pour qu'il cristallise avant la transformation en modification II. Autour des aiguilles de paraazoxyphénétol, on voit apparaître, quand la température s'abaisse, une auréole qui passe par toutes les couleurs en commençant par le violet, jusqu'à ce que les cristaux II apparaissant se forment à la surface de ces aiguilles.

Dans ces auréoles, la concentration est toujours plus faible qu'à une certaine distance. L'addition du paraazoxyphénétol aurait donc pour effet de diminuer, à température égale, la concentration de la forme I dissoute dans la forme II ; en fait, les couleurs n'appa-

raissent pas dans les endroits où le phénétol est en quantité et se montrent partout où la teneur en phénétol est assez faible. Si le phénétol est très abondant, il se forme des sphérocristaux, qui se modifient à mesure que la proportion de caprinate augmente. Ils redeviennent d'abord striés, comme s'ils étaient constitués par un grand nombre de lamelles minces : puis ces stries deviennent de plus en plus fines et disparaissent. Cependant elles existent encore, car on aperçoit encore nettement les limites de trois sphérocristaux quand ils se réunissent en une macle trigéminée. Les sphérocristaux striés deviennent ellipsoïdaux, et on observe toutes les formes de passage jusqu'à la forme de cylindre à deux pointements du caprinate de cholestéryle pur.

Si on les déforme par une pression exercée sur le couvre-objet, la masse devient pseudo-isotrope, sillonnée de veines huileuses, mais les îlots, au lieu d'être noirs, présentent de vives colorations et possèdent un fort pouvoir rotatoire. Une élévation de température fait apparaître des taches rondes avec une croix noire, indice d'une nouvelle modification moléculaire.

Ces colorations très brillantes ont aussi leur origine dans la dissolution de la forme II du caprinate dans le paraazoxyphénétol, ce dernier jouant le rôle du caprinate I.

Des phénomènes analogues se produisent par l'addition de paraazoxyanisol ou de paraazoxyanisophénétol, à cela près que les auréoles se forment imparfaitement dans le premier cas et pas du tout dans le second.

Le capronate et le formiate de cholestéryle ont une forme semifluide qui se rapproche de la forme I du caprinate, avec laquelle ils sont peut-être même isomorphes. Mis en contact avec cette dernière, on ne peut observer la surface de séparation, mais celle-ci apparaît quand se produit le passage à la forme II : la transformation s'arrête à la zone mixte. La préparation peut être amenée en surfusion jusqu'à la température ambiante. De plus, la température de cristallisation des trois sels est notablement abaissée : car, si on chauffe de nouveau, la zone mixte fond bien avant les substances pures.

L'isovalérate, le caprylate, l'isobutyrate de cholestéryle jouissent à peu près des même propriétés que le caprinate. Mais, avec le valérate normal de cholestéryle, les phénomènes sont différents : dans le mélange avec le phénétol, les auréoles n'apparaissent pas au voisinage des cristaux de celui-ci ; elles sont encore obscures quand le

reste de la masse est déjà coloré en jaune vert clair. Il en est de même, en gros, avec l'acétate, le propionate.

De très beaux phénomènes colorés s'observent aussi au contact du benzoate de cholestéryle et du paraazoxyphénétol fondus.

F. HARMS. — Ueber ein photoelektrisches Photometer und Beobachtungen mit demselber während der totalen Sonnenfinsterniss vom 30 August 1905 (Photomètre photoélectrique : observation pendant l'éclipse totale du 30 août 1905). — P. 585.

La partie essentielle de ce photomètre est une électrode en rubidium placée dans une ampoule de verre où on a fait le vide sur l'hydrogène ; l'autre électrode est en platine. Les élongations du galvanomètre sont proportionnelles à l'intensité de la lumière reçue par l'électrode, comme on l'a vérifié par des expériences préliminaires.

Le rayonnement du Soleil pendant l'éclipse a été trouvé proportionnel à la surface visible, sauf au voisinage de l'éclipse totale, où il est plus faible. Il semble donc que les bords du Soleil rayonnent avec une intensité moindre que le centre, ce qui a été démontré aussi par les mesures photométriques qu'ont effectuées K. Schwarzwild et W. Williger sur les photographies du Soleil.

G. AECKERLEIN. — Neue Untersuchungen über eine Fundamentalfrage der Elektrooptik (Nouvelles recherches sur une question fondamentale de l'électrooptique). — P. 594.

Les deux faisceaux d'un appareil interférentiel de Jamin traversent une cuve contenant du nitrobenzène, l'un entre les armatures d'un condensateur, l'autre en dehors de ces armatures. Le condensateur fait partie d'un circuit où des oscillations électriques sont produites par induction.

La vitesse de propagation de la lumière dans le nitrobenzène est modifiée par le champ électrique, que la lumière soit polarisée soit parallèlement, soit perpendiculairement aux lignes de force. Dans le premier cas elle est augmentée, dans le second cas elle est diminuée, à l'opposé de ce que fait prévoir la théorie. Le retard est le double environ de l'accélération.

T. TERADA. — Die Schwingung des Resonanzkastens (Vibrations de la caisse de résonance). — P. 602.

Un diapason D, monté sur sa caisse de résonance, est placé sur

une table : un tampon de coton introduit entre les branches les empêche de vibrer. Un autre diapason D′, à l'unisson du premier, est mis en vibration et l'extrémité de la queue appuyée légèrement sur la paroi supérieure de la caisse. En faisant varier le point d'appui, on observe qu'en certains points la résonance est très forte et à peine sensible en d'autres. Ces derniers forment autour du diapason D un ovale excentré par rapport à lui et plus allongé du côté ouvert de la caisse. Si on remplace le diapason D par un autre de hauteur différente, l'ovale est d'autant plus serré que cette hauteur est plus grande. Si on emploie un diapason D plus lourd, l'ovale se resserre aussi.

Cet ovale représente une ligne nodale de la paroi supérieure de la caisse pour les vibrations excitées par celle du diapason fixé à la caisse. L'amplitude des vibrations est maximum au centre de la paroi.

H. GREINACHER. — Fluorescenz und Lambert'sches Geetz (Fluorescence et loi de Lambert). — P. 608.

La remarque, faite par M. Wood, que les surfaces fluorescentes paraissent plus lumineuses regardées dans une direction oblique que dans une direction normale, a été faite déjà par Becquerel et par l'auteur.

E.-F. NICHOLS. — Die Möglichkeit einer durch zentrifugale Beschleunigung erzeugten elektromotorischen Kraft (Sur la possibilité d'une force électromotrice produite par la force centrifuge). — P. 640.

D'après la théorie des électrons, la conduction de l'électricité dans les métaux peut tenir à trois causes : 1° les électrons négatifs se déplacent et les électrons positifs sont fixes ; 2° les négatifs peuvent être fixes et les positifs mobiles ; 3° les uns et les autres peuvent se déplacer de quantités égales ou non.

Si on admet que les électrons libres des métaux possèdent la même inertie que dans les gaz raréfiés, et que la conductibilité des métaux mesure la mobilité et le nombre des électrons libres dans le métal, il est à prévoir que la répartition de ces électrons pourra être modifiée par des forces mécaniques.

En particulier, entre le centre et le bord d'un disque métallique tournant avec une très grande vitesse, il se produira une différence

de potentiel, si l'une des espèces d'électrons est mobile et l'autre fixe.

Si r est le rayon du disque, ω la vitesse angulaire, m la masse de l'ion libre, le travail mécanique à effectuer à l'encontre de la force centrifuge de la circonférence du disque en son centre sera :

$$\frac{1}{2} mr^2\omega^2.$$

Si e est la charge de l'ion, la différence de potentiel entre le centre et la périphérie sera :

$$V = \frac{m}{e} \frac{r^2\omega^2}{2}.$$

En admettant $\frac{e}{m} = 10^{-7}$ pour l'ion négatif et $\frac{e}{m} = 10^{-1}$ pour l'ion positif, pour $r = 10$ centimètres et $\omega = 2\pi \times 100$, V serait environ 10^{-8} volt pour l'ion négatif et 10^{-1} volt pour le positif.

Or les expériences faites sur un disque d'aluminium dans des conditions qui permettaient d'apprécier une différence de potentiel de 10^{-8} volt n'ont donné aucun résultat. Ce ne sont donc pas les ions positifs qui, dans l'aluminium, sont les principaux véhicules de l'électricité.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Beiträge zur Kenntniss des Barretters (Contribution à l'étude du bolomètre). — P. 642.

Les bolomètres sont formés d'une boucle de fil Wollaston placée dans le vide. Le coefficient de température de ces fils atteint $87 . 10^{-4}$ et $120 . 10^{-4}$ quand ils sont traversés par un courant de 0,00438 ampère. Comme ces bolomètres sont employés par couple, chacun d'eux étant inséré dans l'une des branches d'un réseau de Wheatstone, il importe surtout de connaître la variation du rapport de leur résistance avec la température extérieure; ce rapport varie de 0,04 0/0 par degré centigrade.

On peut accroître la sensibilité en augmentant l'intensité du courant dans le réseau de Wheatstone, de manière que les bolomètres soient traversés par un courant de 0,003 ampère.

Mais on est limité dans cette voie parce que le zéro du galvanomètre devient instable et la résistance du bolomètre assez élevée pour qu'il produise un amortissement notable quand il est relié directement au circuit récepteur. Il existe donc une valeur de l'intensité optimum, qui est d'environ 0,0025 ampère.

A. SCHWARZ. — Notiz über einen elektrischen Ofen (Note sur un four électrique). — P. 644.

Description d'un four tubulaire, auquel sont joints aux extrémités deux petits fours supplémentaires, chauffés par un courant réglable séparément; ceux-ci sont destinés à compenser la chute de température vers les extrémités du four principal.

C. SCHALL. — Ueber die Zähigkeit von unterkühlten Lösungen in Thymol (Viscosité des dissolutions dans le thymol en surfusion). — P. 645.

En général, les éthers-sels diminuent la viscosité du thymol, et à peu près proportionnellement à la concentration. D'autres corps, comme la pipéridine, la pyridine, augmentent au contraire la viscosité. La variation relative de la viscosité est en général sensiblement égale à l'abaissement de la température de congélation, sauf pour l'alcool méthylique, l'acide propionique, l'éther formique, le benzoate de méthyle, etc.

W. HOLTZ. — Schöne Metallbäume durch innere Ströme nach besonderer Method (Méthode particulière pour obtenir de beaux arbres métalliques par des courants internes). — P. 660.

Le procédé consiste à suspendre dans la dissolution du sel une bande de métal large à sa base de 3 millimètres, à son extrémité de 1 millimètre 1/2, longue d'environ 5 centimètres, et enveloppée de papier à écrire, sauf sur la tranche inférieure. Au bout de vingt-quatre heures, il s'est formé un arbre rond de 2 à 4 centimètres de diamètre.

Voici les sels et le métal employé pour la bande :

Etain : chlorure et zinc;

Cadmium : chlorure et zinc ou magnésium;

Zinc : chlorure-magnésium;

Bismuth : azotate basique-zinc;

Antimoine : chlorure-zinc ou fer (la formation est très lente);

Cuivre : sulfate, nitrate ou chlorure-zinc;

Argent : azotate-zinc ou cuivre :

Cobalt : chlorure-zinc
Or : chlorure-zinc
Platine : chlorure-zinc
} les arbres sont très solides et très ramifiés.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Beiträge zu Marconis Versuche der gerichteten drahtlosen Telegraphie (Contribution aux expériences de Marconi sur la télégraphie sans fil dirigée). — P. 661.

Les deux postes sont éloignés l'un de l'autre de 350 mètres en rase campagne. L'antenne d'émission, de $2^{mm},5$ de diamètre, est haute de 31 mètres et disposée verticalement. Elle est reliée à sa base, à travers une self-induction variable, à l'un des pôles d'un exploseur double dont l'autre pôle est au sol. Elle est en outre reliée, par une liaison inductive lâche, à un appareil de Donitz pour mesurer les longueurs d'onde et à un circuit contenant un bolomètre pour mesurer l'intensité.

L'antenne réceptrice est horizontale, reliée à une self-induction variable dont le maximum est 0,29 millihenry et au sol par l'intermédiaire d'un bolomètre très sensible.

L'énergie reçue par l'antenne horizontale, disposée dans la direction du transmetteur au récepteur, l'extrémité libre du côté opposé au transmetteur, est notablement plus faible que l'énergie reçue par une antenne verticale. Elle croît quand on éloigne l'antenne horizontale du sol.

Si on replie la portion postérieure du fil sur 1/3 environ de la longueur, de manière qu'elle fasse avec le reste un angle aigu, l'énergie reçue diminue et devient minimum pour une certaine valeur de l'angle. L'angle correspondant à ce minimum a été trouvé le même pour des fils longs de 25 et de 40 mètres tendus à $1^{m},50$ du sol ; mais, à $2^{m},50$ du sol, il était notablement plus grand pour le fil de 25 mètres.

Enfin, l'intensité au départ étant la même, l'intensité dans le récepteur a passé par des minimums pour certaines valeurs de la longueur d'onde : $\lambda = 190$ mètres et 240 mètres, l'antenne réceptrice horizontale ayant 25 mètres.

Ces résultats s'expliquent par la distribution des lignes de force électriques autour de l'excitateur, telle que l'a calculée Hertz.

J. HERWEG. — Eine billige Hochspannungsbatterie für elektrostatische Messungen (Batterie de haute tension peu coûteuse pour les mesures électrostatiques). — P. 663.

Les électrodes sont jumelles, formées par une bande de zinc

soudée à une bande de cuivre : 2 millimètres de largeur suffisent. Elles sont plongées dans l'eau distillée, contenue dans des trous de 1/2 centimètre de diamètre pratiqués dans un bloc de paraffine fondue.

Le coefficient de température ne dépasse pas 0,1 0/0 par degré centigrade : la force électromotrice à — 240 est de 0,72 volt par élément.

Après une mise en court-circuit d'un quart d'heure, la pile reprend encore sa force électromotrice normale après trois à quatre heures de repos.

J. ZELENY et R.-H. SMITH. — Der Dampfdruck der Kohlensäure bei riedriger Temperatur (Tension de vapeur de l'anhydride carbonique à basse température). — P. 667.

La tension de vapeur de l'anhydride carbonique a été déterminée entre — 7° et — 134°.

Le point triple correspond à une pression de 5,1 atmosphères et à une température de — 56°,4.

La chaleur de vaporisation calculée par la formule de Clapeyron pour la température d'ébullition est de 140 calories.

M. Lamotte.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

LA ROSA. — Sulla funzione del condensatore nel rochetto d'induzione (Sur la fonction du condensateur dans la bobine d'induction). — *Nuovo Cimento*, 5e série, t. XIV; juillet-août 1907.

L'auteur, étudiant l'influence d'un condensateur sur les décharges d'une bobine d'induction, rappelle les travaux de M. Ives et de M. Armagnat, conduisant à conclure que, pour une capacité supérieure à la valeur optima, l'étincelle doit manquer, fait contraire à l'expérience. Il étudie l'extra-courant dans le primaire, en modifiant graduellement la capacité du condensateur, surtout au voisinage de la valeur optima; et il cherche en même temps la loi du courant dans l'interrupteur. La séparation des extrémités de l'interrupteur est accompagnée d'une étincelle d'autant plus brève que la capacité du

condensateur est plus grande ; pendant la durée de l'étincelle, l'extra-courant de rupture décroît toujours, la rapidité de sa variation croissant avec la capacité ; l'extinction de l'étincelle est toujours brusque, et l'extra-courant se prolonge dans le circuit condensateur primaire avec une loi sinusoïdale amortie. L'extra-courant de rupture est faiblement influencé au début par la présence du condensateur ; mais celui-ci a, après un certain temps, une influence très notable en éteignant le courant dans l'interrupteur et changeant la loi de décroissance du courant dans le primaire.

L'auteur, trouvant impossible l'explication de ces faits par une fonction *statique* du condensateur, la recherche dans une fonction *dynamique* que le condensateur peut exercer dans le phénomène d'induction.

F. PIOLA. — Il fenomeno di Wehnelt (Le phénomène de Wehnelt). *Nuovo Cimento*, 5e série, t. XIV ; juillet-août 1907.

L'auteur étudie quelques-unes des circonstances qui déterminent le phénomène de Wehnelt ou modifient l'influence qu'il exerce sur le circuit dans lequel il se produit. Il n'emploie qu'un interrupteur à pointe, le phénomène se produisant aussi bien sans incandescence de cette pointe ; on peut alors mieux séparer les divers états qui conduisent au phénomène. — Il étudie aussi l'action d'un champ magnétique, et conclut qu'elle est nuisible pour l'application du phénomène de Wehnelt à l'interrupteur du courant continu.

A. GARBASSO. — Traiettorie e onde luminose in un mezzo isotropo qualunque (Trajectoires et ondes lumineuses dans un milieu homogène quelconque). — Traiettorie e onde luminose in un particolare mezzo isotropo e non omogeneo (Trajectoires et ondes lumineuses dans un milieu particulier isotrope et non homogène). — *Lincei*, vol. XVI, 2e semestre, p. 41 et 518 ; 1907.

L'auteur cherche à déterminer la forme des rayons lumineux et des surfaces d'onde de la lumière pour un espace à un nombre quelconque de dimensions dans lequel l'indice de réfraction est une fonction des coordonnées. — Il étudie ensuite les deux cas où l'indice n est relié à la coordonnée x par l'une des deux équations :

$$n = \frac{1}{a + bx} \qquad \text{ou} \qquad n^2 = n_0^2 + ax.$$

M. CANTONE. — Sulle variazioni di resistenza nel campo magnetico (Sur les variations de résistance dans le champ magnétique). — *R. Accademia delle Scienze di Napoli*, décembre 1906.

Malgré les résultats de MM. Grunmach et Weidert, l'auteur confirme les résultats qu'il avait trouvés en 1892, à savoir qu'un champ magnétique transversal diminue toujours la résistance des fils de fer ou de nickel.

M. CANTONE. — Sullo spettro di emissione dei gas rarefatti trovantisi alla temperatura dell' aria liquida (Sur le spectre d'émission des gaz raréfiés portés à la température de l'air liquide). — *Lincei*, vol. XVI, 1er semestre, p. 901 ; 1907.

L'auteur étudie le spectre d'émission de l'azote et de l'oxygène contenus dans des tubes de Geissler refroidis par de l'air liquide. Pour l'azote, pas de modification sensible dans le rouge, le jaune et le vert; mais, dans les parties les plus réfrangibles, le spectre de bandes se transforme en un spectre de raies identique à celui qu'on peut avoir avec des décharges intenses dans un tube à forte raréfaction. — Résultats de même nature avec l'oxygène.

M. CANTONE. — Sugli spettri di emissione di sali di uranio (Sur les spectres d'émission des sels d'uranium). — *R. Accademia delle Scienze di Napoli*, juin 1907.

L'auteur a étudié la résolution en raies des bandes émises par les composés de l'uranium sous l'action d'une lumière très réfrangible, quand ces composés sont portés à température très basse par de l'air liquide. Il a trouvé des séries de raies répondant à des lois simples.

C. BELLIA. — La dispersione elettrica nell' Etna (La dispersion électrique sur l'Etna). — *Accademia Gioenia di Scienze Naturali in Catania*, mars 1907.

La dispersion trouvée sur l'Etna est le double de celle qu'on avait eue à Catane quelques jours auparavant. Elle est maxima le matin et le soir, et minima vers midi ; par suite, sa variation diurne est l'inverse de celle de l'humidité relative. Enfin elle est sensiblement la même pour les charges positives et pour les charges négatives.

P. PAGNINI. — Di alcune azioni elettrodinamiche (De quelques actions électro-dynamiques). — *Elettricista*, VI, n° 4 ; 1907.

L'auteur étudie quelques mouvements de rotation électrodynamique, roue de Barlow, expérience de Faraday, expérience de Félici.

L. ROLLA. — Su la riproduzione sperimentale del miraggio (Sur la reproduction expérimentale du mirage). — *Accademia Reale delle Scienze di Torino*, mai 1907.

L'auteur a repris la théorie des deux espèces types de mirage, le mirage de Vince et le mirage de Monge, puis il a reproduit le premier type, mirage à trois images et mirage à cinq images, par la diffusion de deux liquides, sulfure de carbone et alcool, ou sulfure de carbone et mélange homogène d'alcool et de chloroforme à volumes égaux. Pour le second type, il a fait arriver un jet continu d'eau dans de la gélatine.

Charles Touren.

A. FLECKENSTEIN. — Propriétés des solutions de sels dans les mélanges d'eau et d'alcools. — Inaug. diss. Erlangen, 1904.

L'objet de cette étude est la solubilité de l'azotate d'ammonium dans les mélanges d'eau et d'alcool éthylique ou méthylique.

Pour déterminer cette solubilité, l'auteur mettait en présence dans un tube de verre fermé des quantités connues d'azotate d'ammonium et d'eau alcoolisée. Le tube de verre était ensuite plongé dans un thermostat dont on élevait progressivement la température et où il était agité en tous sens. A un moment donné il ne restait plus de sel indissous et la température était t_1. On laissait alors refroidir lentement. A une température t_2 il commençait à se former un dépôt de sel. La température moyenne $\frac{t_2 + t_1}{2}$ était prise comme température de saturation correspondant au mélange donné.

L'auteur a obtenu ainsi les résultats suivants :

L'azotate d'ammonium est peu soluble dans l'alcool éthylique

pur, et sa solubilité dans ce liquide varie peu avec la température. Sa solubilité dans les mélanges d'alcool et d'eau augmente avec la proportion d'eau dans le mélange ; la température a en même temps une influence croissante. Ces mélanges dissolvent moins de sel que ne le ferait à elle seule la quantité d'eau qu'ils contiennent. L'alcool éthylique semble donc diminuer la solubilité de l'azotate d'ammonium, mais il n'y a pas de relation simple entre le pourcentage d'alcool et la diminution de solubilité.

La solubilité de l'azotate d'ammonium dans l'alcool méthylique pur est beaucoup plus grande que dans le cas de l'alcool éthylique. L'influence de la température est plus marquée et il se dissout dans les mélanges d'alcool méthylique et d'eau plus de sel qu'il ne pourrait s'en dissoudre dans l'eau seule qu'ils contiennent. L'alcool méthylique semble donc être un liquide plus voisin de l'eau que ne l'est l'alcool éthylique. (On est d'ailleurs déjà parvenu à cette conclusion par des considérations toutes différentes.)

Dans la deuxième partie de son travail, l'auteur a étudié un phénomène particulier qui se produit lorsqu'on chauffe une dissolution d'azotate d'ammonium dans un mélange d'eau et d'alcool éthylique de composition convenable (par exemple 75 0/0 d'alcool) et en présence d'un excès de sel. A une certaine température, il se produit un trouble dans la liqueur, et celle-ci se sépare en deux couches nettement distinctes. Les deux couches sont formées des mêmes constituants, mais la couche inférieure est plus riche en eau et en sel, tandis que la couche supérieure est plus riche en alcool. Si l'on continue à élever la température, la liqueur redevient homogène pour une température t_2 bien déterminée. Si on laisse alors refroidir la dissolution, les mêmes phénomènes se reproduisent en sens inverse.

L'auteur a étudié l'influence des différents facteurs qui régissent le phénomène : quantité de sel en présence, richesse du mélange en alcool, température. Il a, en outre, déterminé la composition des deux couches superposées ainsi que les variations de cette composition et du volume relatif des deux couches.

G. HAFFNER. — Sur le frottement intérieur des solutions alcooliques. Inaug. diss. Erlangen, 1902.

L'auteur a déterminé l'influence d'un sel dissous sur le frottement intérieur de solutions alcooliques à divers pourcentages d'alcool.

Ces déterminations ont été effectuées par la méthode des tubes capillaires : deux tubes verticaux comprenant chacun une boule limitée à ses deux extrémités par un étranglement muni d'un trait de repère étaient réunis à leur partie inférieure par un tube capillaire (rayon : $\rho = 0^{cm},02$; longueur : $l = 19$ centimètres). Les deux tubes verticaux pouvaient être reliés isolément soit à l'atmosphère, soit à un récipient contenant de l'air comprimé à une pression constante, grâce au jeu d'un flacon de Mariotte. L'une des boules étant remplie de liquide et l'autre vide, la détermination du temps t que mettait le liquide à passer d'un trait de repère à l'autre permettait de calculer le coefficient de frottement intérieur η par la formule :

$$\eta = \frac{P\pi\rho^4 t}{8l \cdot W} - \frac{sW}{\sqrt[3]{2^{10}}\,\pi g l} \cdot \frac{1}{t}$$

(P = pression de charge, ρ = rayon du tube capillaire, l = longueur de ce tube, W = quantité de liquide écoulée, s = masse spécifique du liquide).

Il fallait que le tube capillaire fût rectiligne, mais il était indifférent qu'il fût de section circulaire ou elliptique.

Les résultats obtenus furent les suivants :

1° L'influence d'un sel dissous sur le frottement intérieur de l'eau faiblement alcoolisée est la même que dans le cas de l'eau pure, c'est-à-dire que, selon le sel, son addition au liquide ou bien en augmente le frottement intérieur, quelle que soit la température (NaCl, NaI, $CaCl^2$, LiCl), ou, au contraire, la diminue à basse température et l'augmente à température plus élevée (KCl, KBr, KI, NO^3K, NH^4Cl, NH^4Br, NO^3NH^4). Dans le second cas, entre certaines limites de température, il y a un minimum de frottement intérieur correspondant à une concentration déterminée ;

2° Les dissolutions dans l'alcool absolu ne se comportent pas comme les dissolutions aqueuses ; l'addition d'un sel augmente toujours le frottement intérieur et d'autant plus que la quantité de sel ajouté est plus élevée. La formule $\eta = A^x$ (x = concentration, $A = C^{te}$), donnée par Arrhénius pour les dissolutions aqueuses, n'est vérifiée pour les dissolutions dans l'alcool pur que dans quelques cas particuliers ($CaCl^2$ et LiCl).

Pour les dissolutions de KI et NaI, le coefficient de frottement intérieur est très sensiblement une fonction linéaire de la concentration.

P. Klein.

C. DIETERICI. — Ueber die Flüssigkeits wärme des Wassers und das mechanische äquivalent (Chaleur spécifique de l'eau et équivalent mécanique de la calorie). — T. XVI, p. 593-620.

Une masse d'eau connue est enfermée dans un tube de quartz, chauffée à une température t, puis rapidement introduite dans un calorimètre de Bunsen.

Par des expériences préalables faites sur le tube vide, on détermine la capacité calorifique de celui-ci. La différence donne la quantité de chaleur cédée par le liquide en passant de t_0 à 0°.

Les expériences ont été étendues jusqu'à 300°. La pression de la vapeur d'eau est alors d'environ 100 atmosphères, et il faut que les tubes de quartz soient assez épais. Leur masse et leur capacité calorifique deviennent supérieures à celles du liquide, ce qui augmente l'influence d'une erreur sur la détermination de la température.

Comme une partie de l'eau se vaporise, il faut tenir compte de la chaleur de vaporisation; cette correction peut être calculée avec une exactitude suffisante, à l'aide de la formule de Clapeyron et des tables de la pression de vapeur d'eau saturée.

La chaleur spécifique vraie du quartz, rapportée à la calorie de Bunsen, est :

$$c_t = 0{,}16791 + 0{,}000350t - 0{,}00000030753t^2.$$

La masse de mercure qui correspond dans le calorimètre de Bunsen à une calorie est :

15,491 milligrammes.

Ce nombre serait affecté d'une erreur inférieure à 0,05 0/0.

Si les nombres obtenus pour la chaleur spécifique diffèrent quelque peu de ceux qui ont été trouvés par les autres expérimentateurs, tous ont un caractère commun :

La chaleur spécifique vraie de l'eau décroît à partir de 0° jusqu'à un minimum qu'elle atteint vers 30°.

L'équivalent mécanique de la calorie est, d'après la valeur en mercure de la calorie dans le calorimètre Bunsen :

$$J = 4{,}1925\ 10^7 \text{ ergs}.$$

à 0,05 0/0 près.

M. Lamotte.

SUR L'EXTENSION DU THÉORÈME DE CLAUSIUS (1) ;

Par M. E.-H. AMAGAT.

I. On sait que les physiciens sont loin d'être d'accord relativement à la validité des raisonnements conduisant à l'inégalité de Clausius dans le cas des cycles irréversibles; peut-être aussi peut-on, dans une certaine mesure, attribuer à des malentendus les résultats contradictoires de divers auteurs.

On lit par exemple, dans certains ouvrages sur la Thermodynamique, que l'intégrale de Clausius est négative pour tout cycle fermé dans lequel les conditions de réversibilité relatives à la température ou à la pression n'ont pas été observées.

Tout d'abord la condition relative à la température disparaît si l'on introduit dans l'intégrale non les températures des sources, mais celles des corps.

Si l'on introduit les températures des sources, les autres conditions de réversibilité étant du reste remplies, l'intégrale est négative, mais cela résulte immédiatement de ce qu'elle est nulle quand on conserve les températures des corps et, par suite, ne nous apprend rien de plus que l'égalité de Clausius, ainsi que l'a fait remarquer M. Lippmann.

La condition relative à la pression présente plus de difficultés, et l'explication, souvent donnée pour montrer que, si elle n'est pas remplie, l'intégrale est négative, ne supporte pas l'examen; on n'y tient aucun compte, en effet, des variations de force vive résultant forcément des différences de pression.

M. Duhem est conduit à un résultat tout différent : pour tout cycle fermé réversible ou non, mais ne comportant point de résistances passives (frottements, viscosités), l'intégrale reste nulle.

Il est vrai que, pour M. Duhem, la définition du cycle fermé comporte seulement le retour aux valeurs initiales du volume, de la température et de la pression, tandis que la définition généralement acceptée comporte en plus le retour à l'état initial de toutes les autres conditions du système. Or, conformément à cette dernière définition, ce n'est qu'accidentellement qu'un cycle ne réalisant pas la condition

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 mars 1908.

relative à la pression pourrait être fermé; dans ce cas, c'est donc la définition de M. Duhem qui s'impose.

On suit souvent, pour généraliser le théorème de Clausius, une méthode affranchie des difficultés relatives à la pression (qui n'entre pas dans le raisonnement); elle consiste à s'appuyer sur le théorème de Potier; d'après ce théorème, l'intégrale de Clausius est nulle ou négative si les températures y sont celles des sources.

D'autres démonstrations que celle de Potier ont été données par Sarrau et par M. H. Poincaré; le fait paraît donc bien établi; mais là où la difficulté commence, c'est lorsqu'on cherche à substituer aux températures des sources celles des différents points du système.

M. H. Poincaré a déjà signalé du reste les réserves qu'il paraît prudent de faire à ce sujet; strictement, aucune des démonstrations proposées n'est satisfaisante; en particulier, on y substitue aux sources réelles des sources fictives assujetties à des conditions de température déterminées et en même temps à fournir à chaque transformation les mêmes quantités de chaleur que dans le cycle réel, ceci sans se préoccuper du temps, ce qui revient au fond à assujettir les sources fictives à des conditions que rien ne prouve être compatibles entre elles.

Dans un ordre d'idées très différent, M. Duhem a traité la question en lui donnant toute la généralité possible; mais la méthode qu'il a suivie exige la discussion minutieuse et approfondie de quelques hypothèses imposées par le degré même de la généralité du point de vue auquel il s'est placé; il peut donc encore être intéressant de chercher si, en se restreignant par exemple au cas de la Thermodynamique proprement dite, on ne pourrait pas arriver au but par des moyens facilement abordables et n'exigeant d'autres hypothèses que les hypothèses courantes généralement acceptées par tous.

L'essai qui suit ne s'appliquera du reste qu'aux fluides, mais dans le cas général, c'est-à-dire que le système considéré pourra être formé de diverses parties liquides ou gazeuses, avec ou sans résistances passives, en mouvement, la température et la pression étant du reste continuellement variables d'un point à l'autre du système et avec le temps.

II. 1° Supposons d'abord que le système fluide ne comporte ni frottements ni viscosités.

Isolons par la pensée une masse assez petite pour qu'on y puisse considérer la pression et la température comme uniformes; cette petite masse sera en mouvement sous l'influence des différences de pression des parties contiguës.

Soient pour une variation de volume dv de la petite masse : $d\mathfrak{T}$ le travail des pressions extérieures et dW la variation de la force vive; nous pourrons appliquer la formule bien connue d'Hydrodynamique:

(1) $$\int pdv = d\mathfrak{T} + dW.$$

L'intégrale cubique du premier membre se réduit ici à p_1dv, en désignant, pour éviter toute confusion, par p_1 la pression *intérieure* uniforme du petit élément ; on aura donc :

(2) $$p_1dv = d\mathfrak{T} + dW.$$

La petite masse reçoit pendant cette transformation, soit des sources extérieures de chaleur, *soit des diverses parties du système*, une quantité de chaleur dq donnée par la relation :

(3) $$dq = dU + Ad\mathfrak{T} + AdW.$$

Soit, d'après (2),

(4) $$dq = dU + Ap_1dv.$$

Cherchons maintenant la valeur de l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ pour la petite masse et une évolution complète.

Imaginons pour cela que cette masse accomplisse le même cycle, plongée dans un fluide dont on ferait varier la pression de façon à la maintenir continuellement uniforme et égale à la sienne; la masse passera ainsi successivement par les mêmes pressions que dans le cycle réel, mais d'une façon réversible; en même temps elle recevra de certaines sources des quantités positives ou négatives de chaleur; ces sources, *n'étant assujetties à aucune autre condition*, pourront toujours être choisies de manière que la petite masse repasse successivement par les mêmes températures en même temps que les mêmes pressions, et par suite que par les mêmes volumes, que dans le cycle réel; ces conditions n'ont rien de contradictoire; il y a même une infinité de manières d'en concevoir la réalisation.

Pour chaque transformation élémentaire, la valeur de dU, qui ne

dépend que des valeurs extrêmes de p, v et T, sera la même que dans le cycle réel; il en sera de même pour $p_1 dv$, par suite pour dq et enfin pour $\frac{dq}{T}$.

La petite masse aura donc accompli un cycle fermé et réversible quant à la condition de pression; comme la température T est celle de la petite masse et non celle des sources, on aura pour le cycle en question et par suite pour le cycle réel, puisque tous les éléments de transformation correspondants ont les mêmes valeurs dans les deux cycles,

$$\int \frac{dq}{T} = 0. \tag{5}$$

En répétant un raisonnement analogue pour chaque petite masse, on aura donc pour l'évolution complète de l'ensemble du système :

$$\int\int \frac{dq}{T} = 0. \tag{6}$$

Ainsi donc, pour tout cycle fermé réversible ou non, mais ne comportant ni frottements ni viscosités, l'intégrale de Clausius est nulle; c'est le résultat auquel arrive M. Duhem; on remarquera du reste que le cycle n'est fermé que conformément à la définition adoptée par lui.

2° Introduisons maintenant des résistances passives :

Supposons d'abord que la transformation dv comporte un travail de frottement; la forme (3) de la relation calorimétrique subsistera sans modification; le frottement, en effet, dégage une quantité de chaleur égale à celle qu'absorberait le travail correspondant et que, par suite, les sources n'ont pas à fournir : la valeur de dq ne sera donc pas modifiée de ce fait. Le petit élément de fluide pourra par exemple être choisi de façon à englober les éléments des surfaces frottantes, de telle sorte que la chaleur provenant du frottement se répande tout d'abord dans le susdit petit élément, mais cette condition restrictive n'est pas nécessaire ; s'il y a chaleur cédée à l'extérieur d'une façon quelconque, la chaleur empruntée aux sources qui fournissent est bien augmentée d'autant : mais, pour avoir la quantité de chaleur dq définitivement absorbée, il faudra retrancher ce qui a été transmis à l'intérieur, de sorte qu'en définitive la valeur dq n'est pas modifiée.

La relation (2) deviendra:

(7) $$p_1 dv = d\mathfrak{G} + dW + d\mathfrak{G}_f,$$

en désignant par $d\mathfrak{G}_f$ le travail de frottement ; on aura donc :

(8) $$dq = dU + Ap_1 dv - Ad\mathfrak{G}_f.$$

Supposons maintenant que la transformation dv comporte un travail de viscosité ; on voit de suite que, pour la même raison que ci-dessus, la première forme de la relation calorimétrique n'est pas modifiée.

D'autre part, la théorie des phénomènes de viscosité montre que le travail intérieur de la petite masse visqueuse se compose de trois termes dont le premier (travail intérieur de la pression isotrope) est précisément $p_1 dv$, les deux autres sont de signes contraires au premier, leur ensemble constitue le travail de viscosité $d\mathfrak{G}_v$; on aura par suite la relation suivante analogue à (7):

(7') $$p_1 dv - d\mathfrak{G}_v = d\mathfrak{G} + dW.$$

Les deux travaux $d\mathfrak{G}_r$ et $d\mathfrak{G}_v$ sont essentiellement positifs.

L'équation calorimétrique sera donc la suivante, analogue à (8) :

(8') $$dq = dU + Ap_1 dv - d\mathfrak{G}_v.$$

Enfin, pour une transformation dv comportant à la fois des frottements et des viscosités, nous aurons les deux relations :

(VII) $$p_1 dv = d\mathfrak{G} + dW + d\mathfrak{G}_f + d\mathfrak{G}_v;$$
(VIII) $$dq = dU + Ap_1 dv - A(d\mathfrak{G}_f + d\mathfrak{G}_v).$$

Cherchons maintenant la valeur de l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ pour un cycle fermé. Pour cela posons :

(9) $$dq' = dU + Ap_1 dv.$$

Nous aurons :

(10) $$\int \frac{dq}{T} = \int \frac{dq'}{T} - A \int \frac{d\mathfrak{G}_f + d\mathfrak{G}_v}{T}.$$

Considérons maintenant la petite masse de fluide subissant la même transformation dv, mais sans résistances passives, l'équation calorimétrique correspondante sera précisément la relation (9) ; par

suite, répétant ici les raisonnements faits à propos de (4), nous verrons que l'intégrale correspondante pour un cycle fermé est nulle; on aura :

$$(11) \qquad \int \frac{dq'}{T} = 0,$$

et, par suite,

$$(12) \qquad \int \frac{dq}{T} = -A \int\int \frac{d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v}{T}.$$

Puis enfin, faisant la somme pour toutes les petites masses,

$$(13) \qquad \int\int \frac{dq}{T} = -A \int\int \frac{d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v}{T}.$$

Cette relation, comme on le voit, au double signe d'intégration près, ne diffère que par la notation de celle à laquelle est conduit M. Duhem.

III. Pour une transformation ouverte, entre les états (0) et (1), on aura :

$$(14) \qquad \int\int \frac{dq}{T} = S_1 - S_0 - A \int\int \frac{d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v}{T}$$

et, pour la transformation élémentaire d'une masse de température uniforme,

$$dq = TdS - A\,(d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v),$$

d'où :

$$(15) \qquad Tds - A\,(d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v) = dU + Ad\mathfrak{T} + AdW.$$

Par suite, ajoutant de part et d'autre SdT,

$$(16) \qquad d\,(ST - U) = Ad\mathfrak{T} + AdW + A\,(d\mathfrak{T}_f + d\mathfrak{T}_v) + SdT.$$

On aura donc, en tenant compte de (VII) et désignant $(ST - U)$ par H,

$$(17)\text{ et }(18) \qquad dH = Ap_1dv + SdT \qquad \text{et} \qquad Ap_1 = \frac{dH}{dv}.$$

En général, on arrive d'abord à la fonction H par la considération de phénomènes réversibles; la pression est alors introduite dans le calcul par le travail extérieur pdv, c'est-à-dire comme pression extérieure; si la fonction H ne dépend alors que de l'état (pvt) du corps, c'est uniquement par suite de l'égalité de la pression du corps et de la pression extérieure; mais, dans les phénomènes irréversibles,

on ne peut plus *a priori*, sans faire d'hypothèses, dire qu'il existe une fonction H ne dépendant que de l'état du corps et satisfaisant aux relations (17) et (18); on ne peut le faire qu'après avoir, comme ci-dessus, introduit dans la relation (16) la pression (p_t) du corps, en tenant compte de la relation (VII); on peut dire alors que les relations (17) et (18) sont vraies, que les transformations soient réversibles ou non avec ou sans résistances passives.

Maintenant, la relation (VII) peut s'écrire :

$$\frac{dH}{dv}\,dv - A\,d\varpi = A\,(dW + d\varpi_f + d\varpi_v). \tag{19}$$

Si l'on y remplaçait $d\varpi$ par pdv, p étant la pression extérieure, on aurait :

$$\left(\frac{dH}{dv} - Ap\right) dv = A\,(dW + d\varpi_f + d\varpi_v), \tag{20}$$

relation qui rappelle de suite celle qu'on rencontre à la base de la théorie de M. Duhem dans le cas d'un système défini par une seule variable normale et la température.

ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRAVIOLETTE SUR LES FAUX ÉQUILIBRES ÉLECTRIQUES;

Par Mme H. BAUDEUF, née BAYARD.

Historique. — L'action électrique de la lumière est un chapitre de la physique qui ne date que de vingt ans.

C'est en effet pendant l'année 1887 que Hertz, au cours de ses célèbres expériences sur les ondes électriques, découvrit que la lumière produite par une étincelle électrique augmentait la distance explosive d'une autre étincelle. L'année suivante, en 1888, Hallwachs découvrit qu'un disque chargé d'électricité négative, et relié à un électroscope à feuilles, se déchargeait sous l'action de la lumière ultraviolette. C'est à ce phénomène que l'on donne le nom de *déperdition négative*.

Depuis les travaux de Hallwachs, de nombreux mémoires ont été publiés sur ce sujet. Dans la plupart de ces mémoires, les auteurs ont étudié la variation de la vitesse de déperdition négative quand on

fait varier la nature du conducteur, la nature ou la pression du gaz dans lequel il est plongé, l'intensité lumineuse, ou encore la longueur d'onde de la lumière employée.

Alors que tout le monde peut constater facilement le fait de la déperdition négative, la déperdition positive est, au contraire, très contestée.

D'après Hallwachs(1), la lumière n'a aucune action sur un corps chargé positivement. (Les auteurs entendent, par corps chargé positivement, un corps ayant un potentiel positif.) M. Branly (2), au contraire, conclut de ses expériences que, lorsque la source lumineuse est une étincelle, la déperdition est sensiblement la même pour les charges positives et négatives. MM. Elster et Geitel (3), qui avaient déjà fait de très beaux travaux sur la déperdition négative, reprirent les expériences de M. Branly, mais ne purent constater aucune déperdition positive. Ils attribuèrent les faits observés par ce savant à des causes perturbatrices.

La question semblait ainsi tranchée par ces auteurs, dont la haute compétence sur ce sujet est incontestée, lorsque M. Lenard(4) publia une série de travaux desquels il résulterait que la lumière aurait un effet plus intense sur les conducteurs chargés positivement que sur ceux qui portent des charges négatives. Le fait de la déperdition positive était donc remis en question.

Pour terminer ce bref exposé de l'état de la science sur ce point, notons encore que l'on doit à M. Righi(5) des expériences qui montrent que, lorsqu'un conducteur soumis à l'action de la lumière subit la déperdition négative, des charges négatives apparaissent sur les corps voisins, aux points où ils sont rencontrés par les lignes de champ issues du conducteur observé.

Enfin M. Righi et M. Lenard ont pu observer parfois une très légère charge positive sur un conducteur éclairé ; mais ces charges, très faibles, ne produisaient qu'une élévation du potentiel de 1 à 2 volts. Nous reviendrons plus loin sur ce phénomène.

---

(1) *Annalen der Physik und Chemie*, t. XXXIII, p. 301 : t. XXXIV, p. 731.

(2) *J. de Phys.*, 1893, p. 498.

(3) *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 24. — Voir aussi t. XLIII, p. 225, et t. XXXVIII, p. 497.

(4) *Ann. der Physik*, t. I, p. 486, 1900; t. II, p. 359; t. III, p. 398.

(5) *Atti del R. Ist. Veneto*, t. VII, série II. — Voir aussi *Atti della R. Accad. dei Lincei*, 1888, p. 66, p. 185, p. 578, 1er fasc.; 1890, p. 81, 2e fasc. ; — et *Nuovo Cimento*, 1889.

A cause de la petitesse des charges observées dans ce cas, des conditions particulières que paraissait nécessiter leur production, presque toutes les études ont porté sur la déperdition négative, et c'est sans doute à cette circonstance qu'il faut attribuer le rapprochement qui a été fait par un grand nombre de savants entre la lumière ultraviolette, les rayons X et toutes les autres causes qui produisent la décharge des corps électrisés. Comme les corps radioactifs, en effet, la lumière décharge les corps électrisés négativement. Il est vrai que la déperdition positive, très nette sous l'action de ces corps, est contestée pour le cas de la lumière ultraviolette. Rutherford (1) remarque, à ce propos, que la lumière se différencie ainsi des causes qui rendent l'air conducteur. Mais actuellement la plupart des auteurs n'admettent point cette différence.

J'ai pu apporter une autre preuve, qui me paraît décisive, à l'appui de ce fait que *l'action de la lumière diffère essentiellement de celle des rayons X, des corps radioactifs et des gaz des flammes*. Cette preuve ressortira des expériences que je me propose d'exposer ici. Mais il me semble nécessaire d'attirer d'abord l'attention sur le dispositif expérimental employé par la majorité des physiciens.

Pour étudier la déperdition dans le vide ou seulement dans les gaz raréfiés, il faut placer le conducteur en expérience à l'intérieur d'un vase clos. L'appareil est généralement en verre et de petites dimensions. Dans tous les cas, il présente des surfaces diélectriques qui se trouvent très voisines du disque dont on étudie la déperdition.

De tels appareils introduisent deux sources d'erreur :

La première est due à l'ionisation spontanée de l'air, qui se produit au bout de quelque temps dans tout vase clos, ainsi que l'ont constaté MM. Elster et Geitel dans de célèbres expériences. La seconde tient à ce que les diélectriques étendus absorbent et rendent tour à tour, sous l'action de la lumière, de très grandes quantités d'électricité, et cela d'après des lois trop peu connues encore pour qu'on puisse tenir compte de leur action. D'ailleurs, dans les mémoires, cette action est toujours négligée. Elle est cependant très intense, tant par les charges électriques que les diélectriques peuvent produire sous l'action de la lumière que par le champ qu'ils créent autour d'eux.

---

(1) *Proceed. Cambr.*, t. IX, p. 401. — Voir aussi, p. 319, le mémoire de M. Henry.

J'ai apporté le plus grand soin à éviter cette cause d'erreur dans les expériences que je vais maintenant exposer.

Je décrirai d'abord le dispositif expérimental; puis je démontrerai:

1° Que la lumière n'agit sur un corps conducteur que si ce corps est soumis à un champ électrique convenable ;

2° Que l'action de la lumière est régie par une loi très simple;

3° Que le phénomène photo-électrique est comparable aux phénomènes de faux équilibres ;

4° Que la lumière agit à la surface même du métal et ne rend pas l'air conducteur.

I

CONDITIONS DE PRODUCTION DU PHÉNOMÈNE PHOTO-ÉLECTRIQUE.

I. Description des appareils. — J'ai fait agir la lumière ultraviolette sur des plaques métalliques placées dans un champ électrique. Ces plaques étaient arrondies aux angles ou même circulaires et suspendues par de longs fils de soie à de minces bâtons de verre; de plus, elles étaient éloignées autant que possible de tout autre corps.

Après avoir essayé des plaques de divers métaux, j'ai constaté que le cuivre était le métal qui se prête le mieux à des expériences de précision : 1° parce qu'il n'est pas sensible à la lumière qui a traversé le verre ou le mica, on peut donc facilement le mettre à l'abri des rayons actifs; 2° parce qu'il conserve une grande sensibilité sans qu'il soit nécessaire de le repolir fréquemment; il se prête par conséquent aux longues expériences qui seraient impossibles avec un métal tel que le zinc, l'aluminium ou le plomb, qui exigent des polissages très fréquents.

La variation du potentiel des plaques était mesurée à l'aide d'un électroscope à feuilles, d'un électromètre à quadrants ou encore d'un électromètre à décharges.

Ce dernier est un électromètre de Gaugain, modifié en vue des expériences actuelles. Il se compose essentiellement de deux tiges conductrices isolées A et B (*fig.* 1). A porte une feuille mobile d'or ou d'aluminium, B peut être reliée, soit au sol, soit à une pile qui la maintient à un potentiel constant. Avec ces intruments, il est facile de montrer d'abord que la lumière n'a aucune action sur un conduc-

teur qui n'est pas soumis en même temps à un champ électrique de valeur suffisante et de sens convenable.

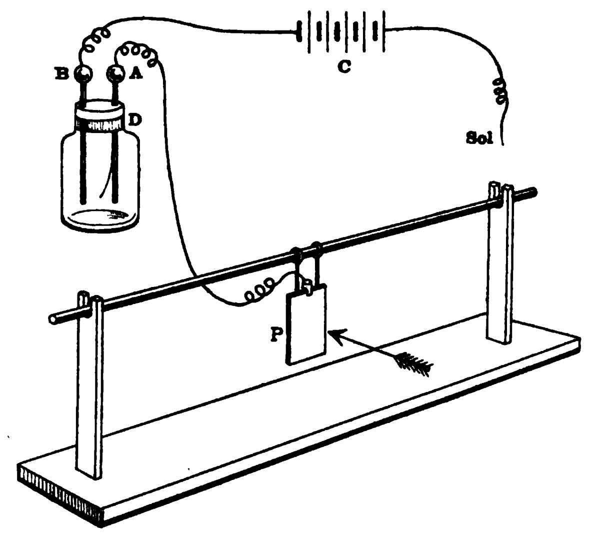


Fig. 1.

II. La lumière n'a pas d'action sur un corps soumis a un champ nul ou insuffisant. — Pour le constater, on peut mettre la plaque à étudier à l'intérieur d'un conducteur fermé et porté à un potentiel quelconque. La lumière ne produit alors aucune modification dans son état électrique.

Mais il n'est même pas nécessaire que le champ soit absolument nul, et l'on peut réaliser une expérience analogue sans que la plaque soit à l'intérieur d'un conducteur fermé.

Prenons en effet une plaque P reliée à un électromètre E et portons-la à un potentiel négatif de — 150 volts, par exemple ; pour cela on peut la relier à la tige A de l'électromètre à décharges, dont la borne B est reliée au pôle négatif d'une pile (*fig.* 2). Au moment où l'on établit la communication, la feuille soutenue par la tige A va frapper la borne B, et se trouve alors portée ainsi que P au potentiel de — 150 volts.

Ce potentiel est conservé tant que la plaque ne reçoit pas les rayons efficaces (il suffit pour cela qu'une plaque de verre soit interposée entre P et les rayons lumineux issus de l'arc), rayons dont la

direction est représentée par la flèche. Dans ces conditions, la feuille d'or de l'électromètre demeure immobile le long de son support. Lorsqu'on enlève la plaque de verre, P se décharge sous l'action des rayons ultraviolets, et l'on voit la feuille d'or s'écarter progressivement de son support, pour aller frapper la borne B. Ce contact ramène la plaque P au potentiel de — 150 volts, et le phénomène recommence.

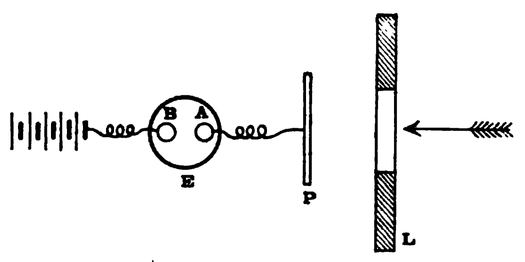


Fig. 2.

La feuille subit alors des oscillations régulières, dont la fréquence peut être prise pour mesure de l'intensité du phénomène.

La plaque subissant ainsi une déperdition régulière, il suffit pour arrêter cette déperdition d'introduire en face d'elle une autre plaque métallique Q portée au même potentiel. Cette plaque est percée d'un large orifice de manière à laisser passer la lumière de l'arc, qui doit continuer à frapper la plaque P (*fig.* 3).

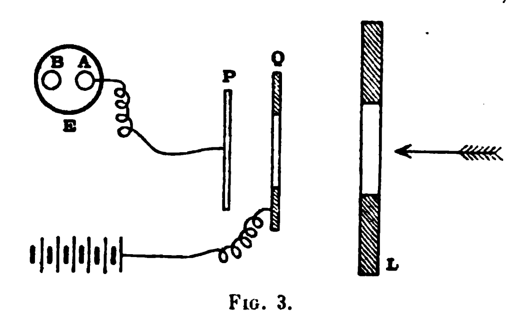


Fig. 3.

Au moment où l'on introduit la plaque Q, les oscillations cessent immédiatement. Cela tient à ce que l'introduction de cette plaque, portée au même potentiel que P, a supprimé, ou tout au moins grandement diminué, le champ qui agissait sur la face éclairée de P.

Lorsque ce champ devient insuffisant, cas auquel la couche électrique distribuée sur cette face devient trop faible, les oscillations de la feuille d'or de l'électromètre s'arrêtent absolument ; P ne subit plus aucune déperdition.

On peut d'ailleurs, en donnant à la plaque A des potentiels convenables, régler à volonté la vitesse de déperdition, depuis une déperdition nulle jusqu'à une déperdition assez rapide pour qu'on ne puisse plus compter les oscillations, tant leur fréquence devient grande.

On peut, de plus, en donnant à la plaque Q, si elle est éclairée, un potentiel négatif assez grand, de — 300 à — 400 volts par exemple, renverser le phénomène, c'est-à-dire produire sur P une charge négative.

La vitesse de déperdition dépend donc d une manière très nette de la valeur et du sens du champ créé autour du conducteur qui se décharge, ou, *si l'on veut, de la densité de la couche électrique que ce champ détermine sur la face éclairée de la plaque.*

Or, dans aucun des nombreux mémoires qui ont pour objet l'étude de la déperdition négative, on ne tient compte de ce champ. Il ne faudrait cependant pas penser que ce champ ait toujours été négligeable. Nous avons vu d'ailleurs que, s'il est trop faible, la déperdition ne se produit pas. C'est pour cela qu'afin d'étudier la déperdition on porte d'abord le conducteur étudié à un potentiel négatif suffisant, puis on laisse agir le champ, qui est alors créé par les objets qui se trouvent dans le laboratoire. Ces objets sont de nature diverse, il y en a dont le potentiel est voisin de zéro, ce sont les conducteurs reliés au sol ; d'autres, tels que les fils qui apportent le courant à la lampe à arc, ont un potentiel très élevé ; d'autres enfin, les diélectriques, ont un état électrique tout à fait inconnu et peuvent cependant participer pour une large part à créer un champ autour du conducteur étudié. S'ils sont très éloignés, leur action est faible ; mais si, au contraire, ils forment les parois d'un appareil à l'intérieur duquel on a placé le conducteur, comme cela a lieu dans la plupart des expériences faites jusqu'à présent, il devient absolument impossible de savoir à quel champ est soumis le corps dont on étudie la décharge.

III. La lumière n'a pas d'action sur un conducteur soumis a un champ qui détermine la formation d'une couche électrique positive sur sa face éclairée. — Nous venons de voir que, si aucun champ électrique n'agit sur la face éclairée de la plaque, la lumière

ultraviolette ne produit aucune variation de potentiel sur cette plaque. On peut montrer qu'il en est de même lorsque le champ qui agit sur la plaque est tel que la face éclairée de celle-ci porte une couche électrique positive.

Pour cela, prenons deux plaques P et Q placées en face l'une de l'autre, comme l'indique la *fig.* 4, Q étant à un potentiel moins élevé que celui de P. On peut porter P et B à + 150 volts par exemple, et Q à 0 ; ou P à 0, Q étant à — 150, ou enfin P à — 150 et Q à — 300.

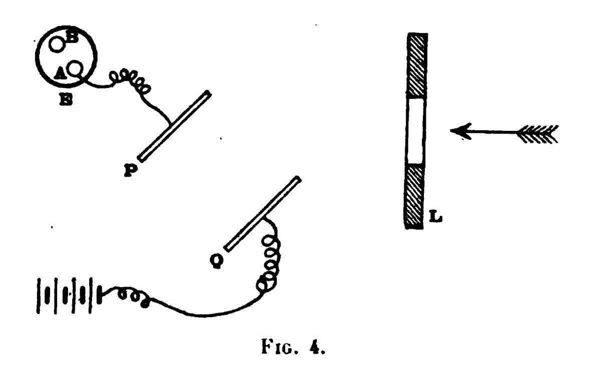


FIG. 4.

S'il n'existe aucun corps éclairé dans le voisinage de P, cette plaque ne subira aucune variation de potentiel, ainsi qu'on peut le constater par l'immobilité de la feuille de l'électromètre. La lumière n'a donc *aucune action* sur la plaque P, et cela, que le potentiel de cette plaque soit négatif, nul ou positif. On peut remarquer que, quel que soit ce potentiel, la face éclairée de P, étant en regard d'un corps porté à un potentiel inférieur, est couverte d'une *couche électrique positive*.

On peut donc dire que la lumière n'a aucune action sur une surface métallique portant une couche électrique positive.

Ceci paraît en contradiction avec les expériences dans lesquelles on a obtenu, sous l'action de la lumière ultraviolette, la décharge de conducteurs chargés positivement.

Il est cependant très facile d'expliquer cette contradiction apparente, et en même temps de concilier les opinions des savants qui nient la déperdition positive et celle des auteurs qui affirment l'avoir observée.

Nous verrons en effet que l'on peut obtenir une charge positive

intense sur des corps éclairés ; or, lorsque cette charge se produit, les corps voisins, chargés positivement, se déchargent.

Il suffit donc, pour observer la déperdition positive, de placer, au voisinage de la plaque chargée positivement, un corps quelconque, conducteur ou diélectrique, convenablement éclairé.

On peut donc observer la déperdition positive, ainsi que l'ont constaté MM. Branly et Lenard. Mais ce n'est là qu'un *phénomène secondaire*, dû à la charge positive de quelque corps voisin, en l'absence duquel la déperdition positive ne se produirait pas.

Dès lors on peut affirmer avec MM. Elster et Geitel que la lumière ne décharge pas les corps électrisés positivement ; mais, pour parler avec plus de précision, nous pourrons dire :

La lumière n'a aucune action DIRECTE *sur une surface métallique portant une couche électrique positive.* Et nous disons qu'elle n'a aucune action *directe* parce qu'elle ne peut agir que par l'intermédiaire d'un autre corps.

D'ailleurs, lorsque cette déperdition positive *indirecte* se produit, elle est absolument indépendante de l'éclairement de la surface métallique qui porte la couche électrique positive ; on peut protéger cette surface par un écran sans que la déperdition positive subisse aucune variation.

Ce phénomène secondaire de déperdition positive est également indépendant de l'état de la surface qui le subit, ce qui n'a pas lieu pour la déperdition négative. On sait, en effet, depuis longtemps, que l'état des surfaces importe beaucoup à ce dernier effet : plus la surface métallique est polie et brillante, plus la vitesse de déperdition négative est grande, toutes choses égales d'ailleurs.

Ces remarques montrent bien que la déperdition positive n'est pas un phénomène directement provoqué par la lumière.

IV. ACTION DE LA LUMIÈRE SUR UNE SURFACE CONDUCTRICE QUI PORTE UNE COUCHE ÉLECTRIQUE NÉGATIVE. — Après avoir examiné les cas dans lesquels la lumière n'a pas d'action, nous allons étudier ceux dans lesquels elle produit un changement dans l'état électrique du corps éclairé.

Pour que la lumière ait une action sur un conducteur métallique, il est nécessaire, mais pas toujours suffisant, que la face éclairée de ce conducteur soit soumise à un champ électrique d'intensité assez grande et de sens tel qu'il détermine sur cette surface la formation d'une *couche électrique négative.*

Quand la lumière agit, elle tend toujours à augmenter le potentiel du conducteur sur lequel elle exerce son action.

J'ai pu établir que, si le champ et l'éclairement demeurent constants, cas auquel la densité de la couche électrique négative est ramenée à une même valeur, la vitesse de déperdition ne dépend pas du potentiel auquel est porté le conducteur éclairé.

L'expérience est facile à réaliser, il suffit pour cela d'avoir une pile de charge d'un assez grand nombre d'éléments, 400 par exemple.

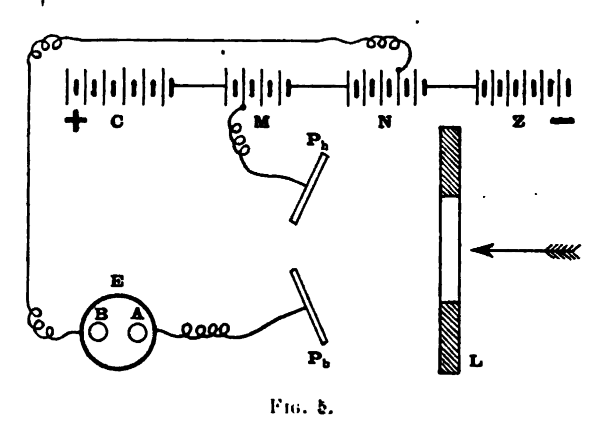


Fig. 5.

Soit (*fig.* 5) la pile C...Z, le pôle positif étant en C, le pôle négatif en Z. Un fil mobile permet de relier au sol un point arbitraire de la pile.

Un point fixe M est relié à la plaque P_h; un autre point fixe N, plus rapproché du pôle négatif, est relié à la borne B de l'électromètre à décharges, de sorte que la différence de potentiel entre B et P_h soit fixe et égale à 100 volts, par exemple. Enfin, la plaque P_b est reliée à la tige A de l'électromètre.

Au début de l'expérience, la feuille d'or soutenue par A va toucher la borne B, et, par ce contact, prend ainsi que P_b le même potentiel que B.

La plaque P_b a dès ce moment un potentiel inférieur de 100 volts à celui de P_h, et cette différence de potentiel détermine sur la surface de P_b une *couche électrique négative* qui sera frappée par la lumière de l'arc.

Quand on éclaire P_b, elle éprouve une augmentation de potentiel, qui se manifeste par un mouvement de la feuille d'or de l'électromètre.

Cette feuille s'écarte graduellement de son support à mesure que le potentiel augmente, et va enfin toucher B. Ce contact ramène le potentiel de P_b à sa valeur primitive, et le phénomène recommence.

On peut alors observer que : *la fréquence des oscillations demeure la même, quel que soit le point de la pile qui ait été relie au sol.*

Or, lorsqu'on relie au sol le pôle positif C de la pile, les deux plaques P_b et P_h ont toutes deux un potentiel négatif ; l'augmentation de ce potentiel correspond donc pour P_b à une déperdition négative, et ce que l'on mesure par la fréquence des oscillations de la feuille, c'est la vitesse de cette déperdition.

Si nous déplaçons le conducteur mobile qui relie la pile au sol, en le rapprochant du pôle négatif, la valeur des potentiels de P_b et P_h augmente d'une même quantité ; mais la densité de la couche électrique demeure la même ; la constance de la fréquence des oscillations montre que la vitesse de déperdition demeure la même pour un même champ entre P_b et P_h, bien que la valeur numérique des deux potentiels ait varié.

Mais il y a plus, on peut mettre au sol le point N ou tout autre point entre N et Z, les potentiels des deux plaques P_b et P_h sont alors tous deux positifs et l'augmentation de potentiel de la plaque P_b correspond non plus à une déperdition négative, mais à une *charge positive*, et la constance de la fréquence des oscillations montre que cette charge positive continue avec une complète uniformité le phénomène de déperdition négative.

V. Production d'une charge positive intense. — Jusqu'à présent on n'avait jamais obtenu sous l'action de la lumière que des charges positives très faibles. Ces charges, en effet, ne portaient les petits conducteurs employés qu'à des potentiels de l'ordre du volt.

Or, loin de s'arrêter à un potentiel aussi bas, la charge positive peut se produire, quelles que soient les valeurs du potentiel.

J'ai obtenu fréquemment des charges positives de 1 000 à 2 000 volts, et l'on pourrait facilement en obtenir de plus élevées. Il suffit pour cela d'établir un champ suffisant entre des plaques assez éloignées pour que l'étincelle ne puisse éclater entre elles.

Ces expériences ont été faites à l'air libre sous l'influence de la lumière solaire.

Le champ était fourni par une grande plaque de cuivre reliée à une petite machine de Winshutz. La plaque étudiée, reliée à un électro-

mètre, était placée à 3 ou 4 mètres de la première, et dans ces conditions la charge positive était très intense.

En résumé, les expériences qui viennent d'être exposées établissent la loi suivante :

1° *La lumière n'a d'action sur un conducteur métallique que si les parties éclairées de ce conducteur portent une couche électrique négative de densité suffisante ;*

2° *Quand la lumière agit, son action tend toujours à faire croître le potentiel du conducteur éclairé.*

Les faits de déperdition positive ou de charge négative que l'on a observés ne sont que des phénomènes secondaires provoqués, non pas directement par la lumière, mais par l'augmentation de potentiel d'un autre corps éclairé ;

3° *Enfin, cette augmentation de potentiel se produit non seulement lorsque la plaque a un potentiel négatif, c'est-à-dire sous forme de déperdition négative, mais encore lorsqu'elle a un potentiel nul ou positif, et la charge positive que l'on obtient ainsi peut porter son potentiel à une valeur très élevée.*

II

ÉQUILIBRE ET RÉGION DE FAUX ÉQUILIBRES.

I. Existence d'un état d'équilibre entre deux conducteurs soumis a l'action de la lumière ultraviolette. — Maintenant que nous avons établi la forme générale du phénomène photo-électrique, nous allons préciser les lois qui le régissent.

Pour cela, il y a avantage à étudier ce phénomène sous la forme de *charge positive*, ce qui n'avait pu être fait jusqu'à présent, puisque l'on n'avait obtenu que des charges positives si faibles qu'elles ne pouvaient se prêter à aucune étude.

Cet avantage consiste en ce que la charge positive d'un conducteur ne se produit *que sous l'action de la lumière ultraviolette*, tandis que la déperdition négative peut être produite par plusieurs autres causes, telles que le défaut d'isolement ou l'ionisation de l'air.

Toutes les causes qui rendent l'air conducteur déchargent tous les conducteurs chargés pour les ramener au potentiel du sol ; si l'on observe parfois sous leur influence quelque charge apparaissant sur d'autres conducteurs placés dans le voisinage de ceux qui se dé-

chargent, ce phénomène est extrêmement fugace, et aucun conducteur ne peut demeurer chargé dans leur voisinage.

Sous l'action de la lumière ultraviolette, au contraire, non seulement un conducteur peut se charger positivement, mais encore il peut ensuite conserver indéfiniment un potentiel constant. Il y a déjà dans ce fait une différence essentielle entre la lumière ultraviolette et les causes qui rendent l'air conducteur.

En étudiant la charge positive d'une plaque, nous ne risquerons pas d'attribuer à la lumière un effet dû à quelque autre cause, et les phénomènes seront plus nets.

Pour une étude précise, l'électromètre à quadrants est préférable aux autres, parce qu'il est plus sensible. On relie à l'aiguille de cet électromètre une plaque de cuivre P récemment polie, et qui est primitivement au potentiel du sol ; on dispose près de cette plaque une autre plaque Q maintenue à l'aide d'une pile de charge à un potentiel constant de + 150 volts, par exemple.

Lorsqu'on éclaire P, l'image lumineuse donnée par l'électromètre indique que la plaque P se charge positivement.

La vitesse de charge, d'abord grande, diminue peu à peu jusqu'à zéro, et la plaque P demeure, à partir de ce moment, à un potentiel constant, qui est toujours inférieur à celui de Q. La plaque P est alors en *équilibre électrique*.

Si l'on décharge alors la plaque P en la mettant pendant un instant en communication avec le sol, elle reprend, dès que cette communication a cessé, une nouvelle charge positive, dans les mêmes conditions que la première fois, et le potentiel qu'elle atteint est le même.

Ce potentiel maximum, qu'elle peut atteindre dans des conditions données, dépend de l'éclairement et de sa distance à la plaque Q. On peut étudier comment varie le potentiel d'équilibre de P avec sa distance à Q et avec l'éclairement.

Considérons une plaque P soumise à un éclairement constant, et une plaque Q maintenue à un potentiel constant, mais placée à une distance variable de P.

Prenons deux axes de coordonnées rectangulaires, OD, OV ; portons sur OD (*fig.* 6) les distances des deux plaques, sur OV le potentiel d'équilibre de P, une droite parallèle à OD représente le potentiel fixe de Q.

Un point du plan peut représenter l'état de P quant à son potentiel

et à sa distance à Q. Les points correspondant à un état d'équilibre forment une courbe qui divise le plan en deux régions. Si le point représentatif est dans la région I située au-dessous de la courbe, la plaque P se charge, et le point représentatif suit une ordonnée qui s'arrête à la courbe. Si, au contraire, au début d'une expérience, le point représentatif est dans la région II située au-dessus de la courbe d'équilibre, cet état est indéfiniment conservé.

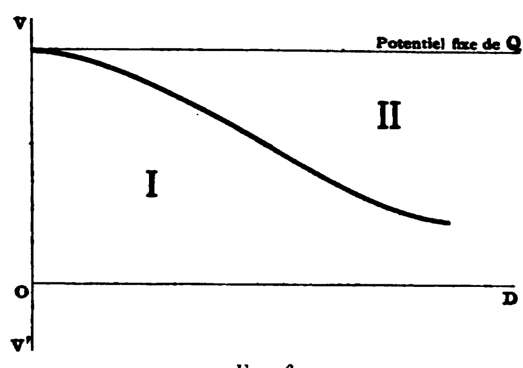


Fig. 6.

Remarquons, toutefois, que, pour observer le phénomène tel qu'il vient d'être décrit, il faut qu'aucun corps éclairé, et susceptible de prendre sous l'action de la lumière une charge électrique positive, ne soit placé au voisinage de la plaque P.

La charge d'un tel corps, en effet, provoquerait à la surface de P une déperdition d'électricité positive, et cette plaque ne conserverait pas son potentiel.

C'est pour cela que, lorsque les plaques P et Q sont toutes deux éclairées, ainsi que cela a lieu si elles sont disposées comme l'indique la *fig.* 5, le phénomène se complique.

Si l'on porte la plaque P à un potentiel suffisamment supérieur à celui de Q, le potentiel de P s'abaisse. Cela tient à ce que les plaques ont changé de rôle. C'est Q, maintenant, qui porte sur sa face éclairée une couche électrique négative et qui provoque sur P une déperdition. Toutefois le phénomène cesse lorsque le champ électrique entre P et Q devient trop faible.

P conservera donc un potentiel supérieur à celui de Q, et le potentiel d'équilibre pour P sera beaucoup plus élevé que celui qu'on aurait obtenu en partant d'un potentiel inférieur à celui de Q.

Si, pour chaque distance entre les deux plaques, nous prenons les deux potentiels d'équilibre de la plaque P placée en regard d'une plaque Q maintenue à + 100 volts par exemple, et si nous représentons l'état de la plaque P à l'aide de deux axes rectangulaires comme dans le cas précédent, nous aurons deux courbes d'équilibre α et α' qui partageront le plan en trois régions (*fig.* 7). Si le potentiel initial de P est tel que le point figuratif soit en M dans la région I située au-dessous de α, ce potentiel s'élève, jusqu'à ce que le point figuratif atteigne la courbe α en P_e. Si, au contraire, le potentiel initial de P est représenté par un point situé au-dessus de α', dans la région III en M_1, le potentiel de P s'abaissera jusqu'à ce que le point figuratif atteigne en N la courbe α'.

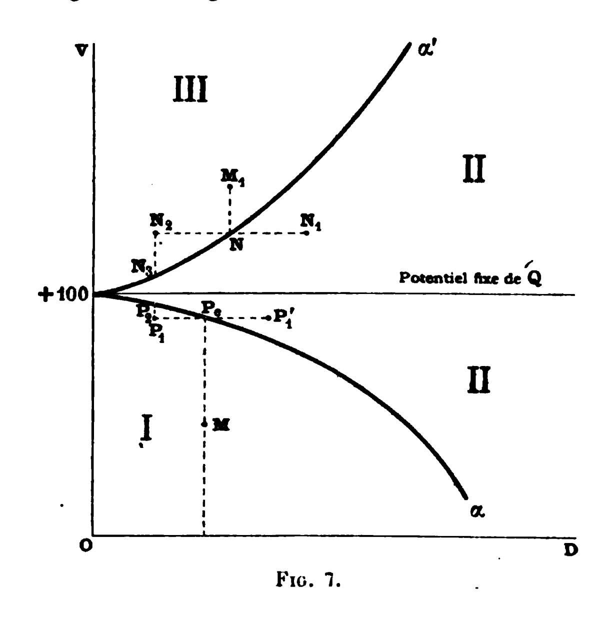


Fig. 7.

On peut remarquer que les valeurs obtenues pour le *potentiel d'équilibre*, dans les deux cas, sont très différentes (elles le sont d'autant plus que la distance entre les deux plaques est plus grande).

Les potentiels croissants de la plaque P dans le premier cas, et les potentiels décroissants qu'elle présente dans le second cas, *ne tendent pas vers une même limite*.

Si, d'autre part, le potentiel initial est représenté par un point de la région II comprise entre les deux courbes, ce potentiel est conservé.

II. Existence des faux équilibres. — On est donc amené à comparer ces phénomènes à ceux que l'on observe en chimie dans les cas de *faux équilibres*.

Ici la courbe d'équilibre véritable est la droite qui indique le potentiel fixe de Q; elle est placée dans une région analogue aux régions de faux équilibres : en effet, lorsque le point qui représente l'état de P est situé dans cette région, le système n'éprouve aucune modification électrique, tandis que, s'il est situé dans la région I, le potentiel de P augmente; et, s'il est dans la région III, ce potentiel diminue; on peut donc comparer ces régions aux régions de combinaison et de dissociation.

Mais ici les deux courbes qui limitent la région des *faux équilibres* ne se relient à la ligne d'équilibre véritable qu'au point où la distance est nulle.

Cette considération des états de faux équilibres permet d'expliquer ce qui se produit quand, un certain état d'équilibre étant atteint, on fait varier la distance des plaques.

Supposons que la plaque P soit dans un état représenté par le point M, la plaque se chargera jusqu'à ce que le point figuratif vienne en P_e. Si alors on éloigne la plaque Q de P, le point figuratif passe en P'_1, et l'état acquis est conservé, puisque l'on a pénétré dans la région des faux équilibres.

Mais si, au lieu d'éloigner Q, on rapproche cette plaque de P, le point figuratif passe en P_1 dans la région de charge, et le potentiel de P augmente, jusqu'à ce qu'il ait atteint la valeur représentée par P_2.

On expliquerait de même ce qui se passe lorsque, la plaque P' étant dans un état représenté par N_1, on éloigne ou l'on rapproche de P la plaque Q.

J'ai pu déterminer aussi des courbes d'équilibre et des régions de faux équilibres relatives à l'intensité de l'éclairement.

On a des phénomènes tout à fait analogues aux précédents quand on fait varier l'intensité de la lumière qui frappe le conducteur, qui porte sur sa face éclairée une couche électrique négative.

III. Influence de l'état de la surface du métal. — Toute plaque récemment polie se charge avec une vitesse beaucoup plus grande que lorsqu'elle n'a pas été polie depuis longtemps.

Une plaque neuve, telle qu'on la trouve dans le commerce, se charge avec une lenteur extrême. Si l'on fait plusieurs expériences succes-

sives avec une même plaque de cuivre, à chaque nouvelle expérience la vitesse de charge augmente un peu. Ce n'est qu'au bout d'un temps assez long que la plaque prend un état définitif, et donne des courbes de charge identiques.

Pour qu'une plaque de cuivre soit très sensible à la lumière, c'est-à-dire pour qu'elle se charge rapidement, il est bon qu'elle ait été récemment polie à l'émeri fin. Cependant, lorsqu'elle a servi pendant longtemps, elle garde une sensibilité assez grande, même lorsqu'une couche d'oxyde très visible recouvre sa surface.

Il n'en est pas de même pour tous les métaux : l'aluminium, l'étain, le zinc, le plomb perdent très vite leur sensibilité et exigent de fréquents polissages, l'oxydation de leur surface supprime leur sensibilité, comme, d'autre part, la durée de l'éclairement l'augmente, la vitesse de charge présente un maximum pour ces métaux.

Une plaque de zinc, par exemple, a subi six charges successives la portant au même potentiel dans les intervalles de temps suivants :

13, 9, 6, 5, 11, 18 secondes.

Ce résultat paraît en désaccord avec certaines expériences de MM. Ramsay et Spencer, qui ont étudié sous le nom de « fatigue du métal » une diminution de sensibilité pour la déperdition négative, et l'attribuent à une oxydation.

Leurs expériences ont été faites sur du magnésium, du zinc, de l'étain et de l'aluminium.

Ces métaux deviennent en effet moins sensibles au bout de quelques minutes d'éclairement, et, pour constater leur accroissement de sensibilité, il faut opérer très vite.

Au bout de dix minutes, on ne peut généralement plus observer que la diminution de sensibilité appelée fatigue.

Pour le cuivre, l'augmentation de sensibilité est au contraire très visible. Cela tient à ce que l'oxyde qui se forme à sa surface est presque aussi sensible que le métal.

Il y aurait enfin à étudier la variation du phénomène photo-électrique avec la nature du métal. Certains métaux se montrent à peu près insensibles aux radiations ultraviolettes. Si l'on dispose deux plaques, l'une de cuivre, l'autre de fonte, à côté l'une de l'autre (sans contact) et en face d'une autre plaque de cuivre maintenue à un potentiel élevé, la première prend très rapidement une forte charge, tandis que la plaque de fonte ne se charge pas sensiblement.

Cela montre bien que l'action des radiations s'exerce à la surface du métal éclairé, et non dans l'air environnant.

CONCLUSION.

En résumé, nous avons établi une loi régissant le sens des échanges électriques apparents sous l'influence des radiations ultraviolettes.

Nous avons vu qu'une plaque métallique soumise à un champ électrique donné peut acquérir un très haut potentiel positif, mais que ce potentiel demeure cependant toujours notablement inférieur à celui de la plaque qui produit le champ.

Les états d'équilibres et de faux équilibres dont nous avons constaté l'existence permettent d'établir une différenciation très nette entre la lumière ultraviolette et les agents qui rendent l'air conducteur.

En effet, tandis que *la lumière ultraviolette transforme un état de faux équilibre en un autre état de faux équilibre*, les autres agents produisent la décharge complète de tous les corps électrisés sans que l'on puisse jamais observer, sous leur influence, un autre équilibre que le véritable équilibre qui a lieu lorsque tout est ramené au potentiel du sol.

Les équilibres observés sous l'action de la lumière ultraviolette, au contraire, ayant lieu pour des potentiels de plusieurs centaines de volts, montrent bien que ces radiations ne rendent pas l'air conducteur.

RAYONS ANODIQUES (1);

Par M. Otto REICHENHEIM.

Si l'on considère la charge gazeuse d'un tube ordinaire de Geissler, la cathode semble avoir une influence beaucoup plus grande que l'anode sur la décharge. La chute cathodique, c'est-à-dire le saut du potentiel qui a lieu dans les confins cathode-gaz, l'espace à raré-

(1) Conférence faite à la Société française de Physique: Séance du 23 avril 1908. Voyez aussi les *Comptes Rendus* de la *Deutsche Physikal. Gesellschaft*, VIII, 21, p. 554-566; IX, 4, p. 76-83; IX, 9, p. 200-204; IX, 19-20, p. 374-378; X, 5, p. 217-225.

faction progressive du gaz autour de la cathode, et surtout les rayons émis à un vide élevé par la cathode (rayons cathodiques), sont les phénomènes qui attirent d'abord l'attention et qui ont aussi fait que la cathode a été en première ligne l'objet des recherches de nombreux savants. C'est aussi de la cathode qu'émanent même les rayons-canaux, découverts par Goldstein en 1889, rayons qui ont une charge électrique positive et que l'on avait d'abord supposé souvent émaner de l'anode. Il semble par suite vraiment que l'anode ne participe pas d'une manière sensible à tout le phénomène de décharge. Et pourtant il existe un certain parallèle entre l'anode et la cathode. L'anode, elle aussi, possède dans certains cas un espace obscur, seulement il y a une différence quantitative entre cet espace obscur anodique et le cathodique. A un vide élevé, ce dernier peut avoir plusieurs centimètres, tandis que le premier n'a été observé que d'un millimètre de grandeur. En outre, nous trouvons également une chute de potentiel à l'anode ; mais, dans ce cas aussi, la différence entre les deux électrodes n'est que quantitative : tandis qu'à la cathode la chute peut s'élever à plusieurs milliers de volts, on ne trouve à une anode normale que 20 à 30 volts.

Étant donné surtout cette analogie des phénomènes, M. Gehrcke et moi nous demandâmes si, dans des conditions appropriées, l'anode ne serait pas, elle aussi, susceptible d'être le siège d'une radiation et d'émettre des ions positifs. Les nombreux essais entrepris pour trouver cette radiation hypothétique, en modifiant la forme et la position de l'anode et en se servant d'anodes en matière appropriée, furent d'abord complètement infructueux, lorsqu'un hasard mit enfin sur la bonne piste. Dans un tube dans lequel était placée une cathode de Wehnelt, se trouvait un fil de platine d'environ 3 centimètres de longueur, servant d'anode. Immédiatement après avoir raccordé ce tube à 110 volts, on fut surpris de voir aussitôt apparaître des rayons bien nets, d'une teinte jaunâtre, partant d'un petit point clair, l'anode. Très intensifs au début, ces rayons pâtirent rapidement et disparurent au bout de quelques secondes. L'examen montra qu'ils provenaient de traces de borax restées par hasard à la surface du fil de platine qu'on avait soudé au fil de cuivre servant de conducteur du courant. Une anode de platine bien nettoyée ne dénotait pas ce phénomène ; mais, dès qu'on la mettait en contact avec du borax ou du sel de cuisine, les rayons jaunâtres revenaient aussitôt avec une grande intensité.

Ce premier essai ayant montré le chemin pour les essais ultérieurs, ceux-ci furent poursuivis dans cette direction et l'on reconnut bientôt qu'outre le borax et le sel de cuisine une grande série d'autres sels, tels que par exemple LiCl, Li^2CO^3, KCl, K^2CO^3, RbCl, CsCl, $CaCl^2$, $BaCl^2$, en un mot tout sel fondant facilement et dissocié électriquement à l'état fondu, peuvent aussi servir d'agents actifs à l'anode. Il n'était donc pas étonnant que les oxydes alcalino-terreux, qui sont tout spécialement actifs à une cathode Wehnelt et qui ne se dissocient pas même à une température élevée, se soient montrés inactifs à l'anode. On obtient avec les corps indiqués ci-dessus des phénomènes lumineux qui émanent de l'anode et montrent les lignes spectrales du métal correspondant. Dans ces conditions, la première chose à faire était d'étudier en détail la nature de cette radiation. Toutefois ces rayons, provenant évidemment d'un potentiel faible, se prêtaient peu à l'étude, à cause de leur vitesse, vraisemblablement faible, et de leur forte absorption. En se servant de la cage Faraday, dans laquelle on recueillait les rayons, on pouvait bien démontrer leur charge électrique positive, mais il n'était pas possible de mesurer leurs déviabilités magnétique et électrique, à l'aide desquelles la grandeur et la vitesse des particules radiantes se calculent. Nous passerons sous silence les divers dispositifs d'essais pour la production de rayons rapides, nous bornant à parler de celui qui est actuellement utilisé.

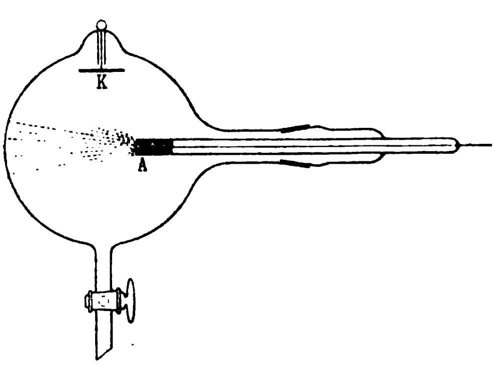


Fig. 1.

La lettre K de la *fig.* 1 désigne une cathode constituée par un disque d'aluminium ; l'anode est formée par une barre de sel A, en-

tourée circulairement de verre et à laquelle le courant est amené par un fil de cuivre introduit à l'intérieur. Le tube de verre a 2 à 3 millimètres de diamètre. Comme matière appropriée à la fabrication de l'anode, on peut se servir des mélanges d'un des sels indiqués plus haut, par exemple de LiBr, LiI, NaI, avec du graphite en poudre, le tout fondu ensemble. Les iodures sont les sels qui conviennent le mieux, non seulement parce que leur point de fusion est plus élevé, mais aussi pour une autre cause, que nous verrons plus loin.

Avec un vide convenable, une anode en iodure de lithium donne au passage du courant (qui fut fourni par une machine à influence à 30 plateaux) des rayons aciculaires de couleur rouge clair, qui montrent les lignes du lithium dans le spectroscope et produisent aux points où ils touchent le verre une fluorescence rouge jaunâtre. Les sels de sodium donnent des rayons jaunes, ceux de thallium des rayons verts et ceux de strontium des rayons bleus.

Il est surprenant qu'il se produise à ces anodes des chutes anodiques de plusieurs milliers de volts, de sorte que la chute anodique est souvent sensiblement supérieure à la chute cathodique; la cause de cette grande différence de potentiel s'explique en partie par les essais mentionnés à la fin de ce rapport. Ces rayons se prêtent beaucoup mieux que les précédents aux recherches, à cause de leur plus grande vitesse. Les essais ont montré que les rayons sont perpendiculaires à la surface de l'anode, d'où ils partent; que des corps qu'on interpose sur le trajet des rayons projettent des ombres nettes; que les rayons produisent à leur point d'incidence des fluorescences caractéristiques et qu'ils sont déviés dans le sens de rayons à charge positive par des champs magnétiques et électriques. Comme on le voit, on peut très bien les mettre en parallèle avec les rayons cathodiques, et les différences que l'on trouve sont seulement quantitatives, mais non qualitatives.

On se demande maintenant si les particules projetées par les anodes sous forme de rayons se composent de petites particules de sel, ou si elles sont constituées par des ions métalliques qui s'échappent du sel fondu et dissocié; il nous est possible de répondre à cette question, si nous pouvons déterminer le rapport de la charge électrique à la masse de la particule volante, $\frac{\varepsilon}{\mu}$, car nous savons que ce rapport est égal à $9,5 \times 10^3$ pour un ion hydrogène.

Cette détermination a été faite de deux manières : premièrement, à l'aide de l'effet de Doppler, comme le fit Stark pour les rayons-canaux. En observant une ligne spectrale d'un faisceau de rayons anodiques, se déplaçant vers la fente d'un spectroscope, on remarque deux lignes au lieu d'une seule qu'on voit ordinairement, une « intensité reposante » (*eine ruhende Intensität*), comme l'appelle Stark, suivie (du côté des longueurs d'ondes plus courtes) d'un espace obscur assez large, puis de l' « intensité mouvementée » consistant en une clarté plus étendue, nette au bord extrême et vague au bord interne. Si l'on photographie cet effet de Doppler, que l'on détermine la grandeur du décalage des lignes et que l'on mesure la chute anodique à l'aide d'une sonde située dans le voisinage de l'anode, on peut alors calculer $\frac{\varepsilon}{\mu}$ et la vitesse v des rayons.

En utilisant des rayons de sodium, nous avons calculé que, pour une chute anodique de 2200 volts, la vitesse des rayons les plus rapides est égale à :

$$v = 1{,}4 \times 10^7 \text{ cm/sec},$$

et que

$$\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)_{Na} = 0{,}45 \times 10^3.$$

En tenant compte de la valeur indiquée ci-dessus de l'ion hydrogène, nous obtenons :

$$\frac{\mu_{Na}}{\mu_H} = 21,$$

ce qui correspond presque au poids atomique du sodium.

L'autre méthode de détermination de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ et de v consistait à mesurer la déviation des rayons dans un champ magnétique connu et à déterminer en même temps la chute anodique. Le tableau suivant donne un aperçu de quelques grandeurs trouvées pour les rayons de lithium, de sodium et de strontium :

Élément	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$	$\frac{\mu}{\mu_H}$	Poids atomique connu
Sodium	$1{,}76 \times 10^7$	$0{,}40 \times 10^3$	23	23
Lithium.......	$2{,}40 \times 10^7$	$1{,}15 \times 10^3$	8,3	7
Strontium.....	$1{,}08 \times 10^7$	$0{,}21 \times 10^3$	90	88

On a admis, pour calculer le poids atomique du strontium, que la

charge ε de la particule de strontium est le double de celle de la particule de lithium ou de sodium; cette supposition est motivée par la double valeur du strontium.

Comme on le voit par ce tableau, les valeurs ici trouvées se rapprochent beaucoup des poids atomiques déterminés à l'aide d'autres méthodes. Nous sommes par conséquent en droit d'admettre que *ces rayons anodiques sont constitués par des ions métalliques positifs dont la vitesse provient du passage de la chute anodique.*

Une autre considération importante s'impose : Quelle est, pour ces anodes, la cause de la chute, de hauteur anormale, qui est d'un ordre de grandeur tout autre que la chute anodique normale ? La solution, au moins partielle, de ce problème est également due à une observation fortuite. On remarqua un jour, dans un tube renfermant plusieurs barres actives de sels, que des rayons intenses étaient aussi émis par une anode sur laquelle ne se trouvait aucun sel; cette anode était simplement constituée par un fil de cuivre entouré d'un tube de verre ouvert et se terminant à l'intérieur de celui-ci à environ $1^{cm},5$ de son bout. Selon toute apparence, ces rayons anodiques ne provenaient pas de traces de sel qui aurait été distillé des barres de sel voisines dans la direction du fil. En effet, ces rayons ne prenaient pas naissance sur le fil même, mais se formaient à l'extrémité du tube de verre. Ils ne montraient pas les lignes spectrales des sels en question, mais surtout les lignes de l'hydrogène. Il s'agissait donc évidemment de « rayons de striction », c'est-à-dire de rayons ayant leur origine dans un étranglement du chemin suivi par le courant dans le gaz.

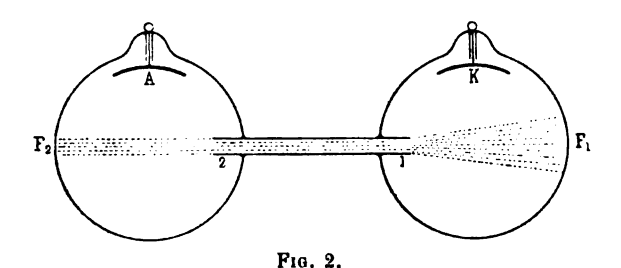


Fig. 2.

Afin de pouvoir étudier ces rayons indépendamment de l'action de l'anode elle-même, nous procédâmes à leur examen dans des tubes semblables à ceux de la *fig.* 2.

Si l'on remplit un tel tube d'hydrogène et si l'on y fait le vide, on constate au passage du courant la présence non seulement de rayons cathodiques partant de la cathode, mais aussi de « rayons cathodiques de striction », sortant du tube de jonction des deux sphères du côté de l'anode; c'est un fait généralement connu. On ne peut toutefois découvrir aucun rayon positif; mais, si l'on introduit des traces de vapeur d'iode dans le tube, il se produit aussitôt des rayons positifs de striction. Soit A l'anode et K la cathode dans la *fig.* 2 ; ces rayons sortent par le raccord tubulaire 1 ; ils montrent au spectroscope les lignes de l'hydrogène et provoquent en F_1, à un vide approprié, la fluorescence caractéristique des rayons positifs; en 2, il y a production de « rayons cathodiques de striction », qui produisent une fluorescence verte en F_2. Cet essai démontre clairement que la production de rayons anodiques de striction est favorisée au plus haut point par la présence d'une faible quantité d'iode. On remarqua, au cours des essais, qu'en plus de l'iode d'autres halogènes ou leurs combinaisons, par exemple le brome, le chlore, HBr, HI, HCl, peuvent provoquer la naissance de rayons anodiques de striction. Les essais dans la vapeur d'iode furent toutefois les plus réussis. C'est ce qui explique le fait mentionné plus haut que les iodures sont justement les sels convenant le mieux pour la production des rayons anodiques. Il ressortit également des essais qu'en présence des corps mentionnés ci-dessus, non seulement l'hydrogène, mais aussi l'oxygène et l'hélium, ont la faculté de produire des rayons, tandis qu'avec l'azote les résultats furent infructueux. Les rayons de l'oxygène ont une couleur grise, ceux de l'hélium une couleur variant du verdâtre au rougeâtre aux différentes parties des rayons.

On constata, à l'aide de sondes introduites aux endroits appropriés, que, dans le raccord tubulaire 1, il y a une chute de potentiel élevée, pouvant atteindre des valeurs de 2000 volts et plus, tandis que, dans le reste du tube de jonction, le gradient de potentiel est très petit. Aussi bien les rayons cathodiques de striction que les rayons anodiques de striction ont leur origine dans le raccord 1. L'anode même dénote aussi dans ces tubes, s'il s'y trouve de l'hydrogène et de l'iode, une chute de potentiel très élevée, et, avec une surface d'anode suffisamment petite, on obtient par suite aussi qu'il s'en échappe des rayons anodiques d'hydrogène. Nous sommes donc en face d'un cas *d'émission de rayons positifs d'une anode métallique, par exemple en aluminium, à une température ordinaire.*

Il ressort des essais qui viennent d'être décrits que l'iode et les autres corps mentionnés ci-dessus jouent un rôle important, aussi bien pour la formation de rayons anodiques que pour celle de rayons anodiques de striction. Pour le moment, il est impossible de se prononcer avec certitude sur le mécanisme de ces phénomènes.

Les spectres des rayons anodiques sont d'une nature excessivement simple. Les rayons de sodium montrent, par exemple, au spectroscope les lignes D ; ceux de lithium, les lignes rouges, orange et bleues. Des essais, encore non publiés, que j'ai faits avec des rayons de sels alcalino-terreux, ont fourni également des spectres très simples en comparaison de ceux des étincelles et des arcs. On ne trouve, par exemple dans le spectre des rayons anodiques de strontium, en plus de la ligne principale 4 608, que deux paires isolées 4 216, 4 078, 4 306, 4 162, qui ont la même différence vibratoire et, comme le montrèrent Runge et Precht, ont une parenté étroite avec le poids atomique du strontium. Il y a des particularités analogues pour le calcium et le baryum ; les rayons de calcium sont violets et ceux de baryum bleus.

En plus de ces rayons, composés d'ions métalliques, on obtient parfois, avec des anodes de calcium et de baryum, surtout si elles sont fraîchement préparées et renferment encore une assez grande quantité d'eau, des rayons d'une teinte plus rougeâtre, qui montrent au spectroscope une série de bandes rouges, que l'on attribue généralement à l'oxyde. Mais il n'est pas possible de dire, pour le moment, si ces rayons se composent vraiment de particules d'oxyde métallique. Toutefois est-il que l'on a, dans les rayons anodiques, un moyen de déterminer les porteurs des différentes lignes spectrales.

Moritz von ROHR. — **Die beim beidäugigem Sehen durch optische Instrumente möglichen Formen der Raumanschauung** (Sur les formes possibles de vision de l'espace dans l'observation binoculaire avec les instruments d'optique). — *Königl. Bayer. Akad. der Wissenschaften;* Bd. XXXVI, 1906 ; Heft. III ; Seite 487-507.

L'auteur applique à l'étude de l'observation du relief et de la perspective dans les instruments d'optique à vision binoculaire la méthode qui, d'abord introduite par Abbe dans l'optique géométrique, a été développée ensuite dans l'ouvrage que Czapski (1) a rendu fameux en Allemagne et qui est resté trop peu connu en France.

L'exposé de cette méthode vient d'ailleurs de recevoir son plus complet développement dans la publication faite récemment par les physiciens collaborateurs de l'établissement Carl Zeiss, sous la direction de l'auteur du travail actuel, M. M. von Rohr (2).

On sait que l'une des caractéristiques de cette méthode consiste, pour la vision à travers les instruments d'optique, à considérer l'œil comme partie intégrante de l'instrument; d'où le rôle important de la pupille d'entrée, c'est-à-dire de l'objet qui, par rapport à l'instrument, serait conjugué de la pupille de l'observateur, considérée comme image.

Dans l'étude qui nous occupe, il y a lieu de considérer trois cas :

1° La pupille d'entrée est, par rapport à l'objet, dans la même position relative que l'œil dans la vision naturelle (c'est ce que l'auteur appelle la vision *entocentrique*) ;

2° La pupille d'entrée est infiniment éloignée (vision *télécentrique*) ;

3° La pupille d'entrée est située au delà de l'objet (vision *hypercentrique*).

Dans chacun de ces trois cas, les axes optiques des deux yeux peuvent être, l'un par rapport à l'autre, dans la disposition normale, parallèle ou croisée. L'auteur dit que les yeux ont la position *orthopique*, *synopique*, *chiastopique;* d'où neuf cas possibles à distinguer

(1) *Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe*, von Czapski (Sonderabdruck aus A. Winkelmanns *Handbuch der Physik*, Bd. 6). — Leipzig: Barth, 1904.

(2) *Die Theorie der optischen Instrumente. — I. Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten von Standpunkte der geometrischen Optik*, von Karl Zeiss, P. Culmann, S. Czapski, A. König, F. Löwe, M. von Rohr, H. Siedentopf, E. Vandersleben, Herausgegeben von M. von Rohr.

dans la perception du relief pour la région de l'espace où se trouve l'objet. L'auteur fait, à ce point de vue, dans un tableau d'ensemble très simple et très clair et dans une planche de diagrammes stéréographiques, une revision détaillée des appareils et des expériences antérieurement connus, qui s'interprètent facilement dans cette théorie ; il y ajoute d'ailleurs des expériences personnelles qui achèvent de confirmer le bien fondé de ces considérations théoriques.

F. CARRÉ.

KNUT ÅNGSTRÖM. — Méthode nouvelle pour l'étude de la radiation solaire. — *Nova Acta regiæ Societatis scientiarum upsaliensis*, sér. IV, vol. I, n° 7; 1907.

L'auteur se propose, en excluant les observations spectro-bolométriques par trop délicates, de faire servir les mesures pyrhéliométriques seules à la détermination de la radiation solaire totale, à la limite de l'atmosphère.

Il cherche d'abord à résoudre le problème de la diffusion. Soit

$$I_\lambda = \psi(\lambda)$$

l'intensité de la radiation solaire de longueur d'onde λ, et soit

$$y_\lambda = \varphi(\lambda)$$

le coefficient de transmission de cette radiation. L'énergie reçue par la Terre, après passage à travers une couche diffusante d'épaisseur l, sera évidemment :

$$Q_l = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \psi(\lambda) \,.\, [\varphi(\lambda)]^l \,.\, dx. \tag{1}$$

L'auteur utilise, pour ce calcul, un mode de représentation de la distribution spectrale imaginé par *Langley* et désigné par lui sous le nom de *spectre d'intensité constante*. Soit x la dispersion, prise pour abscisse, et l'intensité supposée constante, A, prise pour ordonnée; on aura, entre la constante A et l'intensité I_λ du spectre normal, la relation :

$$I_\lambda \,.\, d\lambda = A \,.\, dx.$$

La formule (1) se simplifie alors et devient :

$$Q_l = A \int_{x_1}^{x_2} [\varphi(x)]^l \,.\, dx, \tag{2}$$

dont le calcul est plus facile que celui de la formule (1). Pour les coefficients de transmission $y = \varphi(x)$, l'auteur se sert des moyennes des coefficients donnés par Abbot [1]; il relie ces nombres par la formule empirique :

$$(3) \qquad y_x = p \,.\, x^m = 0,93 \,.\, x^{0,26},$$

qui s'accorde parfaitement avec l'expérience.

Ces observations d'Abbot ont été faites à une époque où la diffusion atmosphérique était exceptionnellement forte. Pour d'autres conditions atmosphériques, l'auteur admet qu'en désignant par δ la densité de la couche diffusante (et en faisant $\delta = 1$ pour les expériences d'Abbot), on pourra écrire :

$$y_x = (9,93 \times x^{0,26})^{\delta}.$$

d'où :

$$(4) \quad Q_l = Q_0 \int_{x_1}^{x_2} (px^m)^{\delta l} \,.\, dx = Q_0 \frac{p^{\delta l}}{m^{\delta l} + 1} (x_2^{m\delta l + 1} - x_1^{m\delta l + 1}),$$

en supposant qu'il n'y ait pas de bandes d'absorption entre x_1 et x_2.

Pour la radiation totale du Soleil, on aurait, en faisant $x_1 = 0$, $x_2 = 1$,

$$Q_l = Q_0 \times \frac{0,93^{\delta l}}{0,26 \,.\, \delta l + 1}.$$

Les courbes construites sont d'accord avec l'expérience. Elles montrent, en particulier, que, quand la radiation totale, en passant à travers une couche atmosphérique d'épaisseur $l = 1$, de densité $\delta = 1$, perd 25 0/0 par diffusion, la radiation infra-rouge perd, dans les mêmes conditions, 15 0/0, et la radiation bleu violet jusqu'à 46 0/0, c'est-à-dire trois fois plus environ. Elles montrent, en outre, le fait bien connu que les divergences entre les valeurs ainsi trouvées et les valeurs calculées d'après la loi pour une radiation homogène diminuent à mesure que l'épaisseur de la couche augmente.

Ces expressions permettent le calcul de Q_0 et de δ.

Cette méthode peut être appliquée à la recherche d'une partie limitée de la radiation solaire, en employant une substance absorbante qui ne transmet qu'une partie limitée du spectre, pourvu que le pouvoir absorbant de cette substance soit connu en fonction de x,

(1) ABBOT, *Smithsonian Miscellaneous*, coll. vol. XLV, p. 74: 1903.

et que cette expression conduise à une intégration possible de la formule (4). L'auteur a fait cette application à la partie bleu violet du spectre solaire ; la concordance entre le calcul et l'observation est qualitativement très bonne ; quantitativement, les valeurs observées pour la radiation transmise sont un peu trop faibles ; ce qui semble indiquer que le coefficient de transmission du verre bleu violet, employé dans le calcul, est trop grand ou bien que, dans le calcul du spectre solaire d'intensité constante, les parties bleu violet ont reçu des valeurs trop grandes. Il y aura donc à apporter des perfectionnements à la méthode dans ces deux directions.

La même méthode, appliquée à la recherche de la radiation totale, comporte, comme difficulté principale, l'évaluation de la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère. La tension de la vapeur d'eau ayant varié depuis $2^{mm},6$ jusqu'à $9^{mm},7$, et la densité δ de la diffusion depuis 0,51 jusqu'à 0,86, les valeurs calculées pour Q_0 se montrent sensiblement indépendantes de ces deux quantités. Elles varient au plus de 4 à 5 0/0, avec une valeur moyenne de 2,17. Ces observations confirment donc, en particulier, que la valeur de la radiation solaire totale est beaucoup plus basse qu'on ne le croyait autrefois. Elles laissent non résolue la question de sa variation éventuelle.

La méthode est d'ailleurs susceptible de perfectionnements ; plusieurs ont déjà été indiqués plus haut. L'auteur pense, en outre, qu'un milieu absorbant qui embrasserait les parties jaune vert du spectre serait préférable à celui qu'il a employé jusqu'ici.

F. Carré.

Il Concetto di Massa nell' insegnamento elementare della meccanica (Le concept de la masse dans l'enseignement élémentaire de la mécanique). — *Lavori della commissione nominata della Società di Fisica* (*Nuovo Cimento*, série V, vol. XIV ; septembre 1907).

Revue détaillée (et ne comportant d'ailleurs évidemment aucune conclusion pratique actuelle) des divers points de vue jusqu'ici adoptés pour l'exposition des principes fondamentaux de la mécanique dans l'enseignement élémentaire.

F. Carré.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LXXVIII ; 1906-1907.

J.-A. FLEMING. — A Note on the Theory of directive Antennæ or unsymmetrical Hertzian Oscillators (Note sur la théorie des antennes directrices ou des oscillateurs hertziens dissymétriques). — P. 1-8.

L'emploi en télégraphie sans fil d'antennes dont une partie est verticale et l'autre horizontale, et qui possèdent la propriété de rayonner inégalement dans diverses directions horizontales, attire l'attention sur les qualités particulières des oscillateurs recourbés employés comme transmetteurs. Le but de cette note est de montrer que les propriétés de tels radiateurs peuvent être déduites des principes acceptés et que les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent sont d'accord avec la théorie.

L'auteur étudie théoriquement la question dans le cas particulier d'un oscillateur coudé formé par la superposition de trois doublets électriques de Hertz placés à angle droit, les pôles étant disposés de manière qu'aux deux coins des pôles de signes contraires soient superposés, les oscillations étant partout synchrones et semblablement dirigées.

Il passe ensuite au cas d'un seul oscillateur de même forme, doublement coudé, et il arrive à des résultats conformes aux expériences de Marconi.

M.-W. TRAVERS. — The Law of Distribution in the Case in which one of the Phases possesses mechanical Rigidity : Absorption and Occlusion (La loi de distribution dans le cas où l'une des phases possède une rigidité mécanique : absorption et occlusion). — P. 9-22.

L'auteur a étudié l'absorption de l'hydrogène et de l'anhydride carbonique par le platine, le palladium et le carbone.

La relation qui existe entre la pression p du gaz correspondant à une concentration x de la phase solide est de la forme :

$$\sqrt[n]{\frac{p}{x}} = \text{Constante}.$$

n augmente lorsque la température s'abaisse.

Il semble que n soit égal à 3 pour les isothermes à 0° C. et à 2 pour les isothermes à 100° C.

La valeur de n augmente, à une température donnée, avec la complexité moléculaire du gaz en solution.

E. WILSON. — Effects of Self-induction in an Iron Cylinder (Effets de la self-induction sur un cylindre de fer). — P. 22-27.

Un cylindre en fer de 25^{cm},4 de diamètre est traversé, dans la direction de son axe, par un courant électrique constant que l'on change de sens d'une façon pratiquement instantanée en conservant la même valeur absolue. Des bobines exploratrices introduites dans le cylindre permettent d'étudier la propagation du courant. Les résultats sont représentés par des courbes qui montrent l'existence de deux maxima pour un courant suffisamment intense (300 ampères environ). Ces expériences trouvent leur application dans la détermination du temps nécessaire pour utiliser la section totale d'un fil télégraphique en fer ou des rails en acier employés dans la traction par courants alternatifs.

E.-P. PERMAN et J.-H. DAVIES. — Some physical Constants of Ammonia. A Study of the Effect of Change of Temperature and Pressure on an easily condensible Gas (Quelques constantes physiques de l'ammoniac. Etude de l'effet des changements de température et de pression sur un gaz aisément condensable). — P. 28-43.

Voici les principaux résultats de ce mémoire :

1° La densité de vapeur de l'ammoniac à 0° (masse en grammes de 1 litre à la latitude 45°) est égale à 0,77085 ;

2° Quand l'ammoniac et le vase qui le contient sont bien desséchés, il n'y a pas d'absorption sensible du gaz par le verre ni de condensation d'ammoniac à la surface du verre ;

3° Le coefficient de dilatation de l'ammoniac est égal à 0,003914 entre 0 et — 20° et à 0,003847 entre 0° et 100° ;

4° D'après les déterminations de lord Rayleigh sur la compressibilité de l'ammoniac et celles des auteurs sur la densité, le poids moléculaire de ce gaz est 17,030, d'où l'on déduit pour le poids atomique de l'azote : 14,007 ;

5° Incidemment, les auteurs ont trouvé pour la densité de l'air

dépourvu de vapeur d'eau et d'anhydride carbonique 1,2920 (latitude 45°);

6° Le point d'ébullition de l'ammoniac liquide sous la pression de 76 centimètres est de — 33°,5 C.

G. QUINCKE. — The Transition from the liquid to the solid State and the Foam-Structure of Matter (Transition de l'état liquide à l'état solide et structure « écumeuse » de la matière). — P. 60-67.

Poursuivant ses recherches antérieures, l'auteur montre que des phénomènes semblables à ceux qu'on observe dans la congélation de l'eau se présentent pour tous les corps de la nature et concordent avec la structure des métaux telle qu'elle a été observée par lui-même et par d'autres savants. Les corps solides ne sont donc jamais homogènes, mais présentent toujours une structure « écumeuse ».

Comte DE BERKELEY et E.-G.-J. HARTLEY. — On the osmotic Pressures of some concentrated aqueous Solutions (Sur les pressions osmotiques de quelques solutions aqueuses concentrées). — P. 68-77.

Les auteurs ont mesuré les pressions osmotiques de solutions aqueuses de sucre de canne, de dextrose, de galactose et de mannite.

On fait agir sur la solution (séparée du solvant par une membrane semi-perméable) une pression graduellement croissante, jusqu'à ce que le solvant, qui passait d'abord dans la solution, prenne une direction inverse et soit repoussé. La pression, au moment où il n'y a plus mouvement du solvant, est considérée comme égale à la pression osmotique. Par suite de la difficulté de déterminer le point exact auquel tout mouvement cesse, les expériences sont faites en observant la vitesse du solvant quand la pression est un peu inférieure et un peu supérieure à la pression du point de renversement. La pression osmotique est déduite de ces vitesses.

Les pressions atteintes dans les expériences varient de 12 à 135 atmosphères.

Les pressions osmotiques des solutions de sucre de canne mesurées ainsi directement concordent à moins de 3 0/0 avec celles qui sont calculées d'après les tensions de vapeur.

W.-B. HUFF. — The electrostatic Deviation of α Rays from Radio-Tellurium (Déviation électrostatique des rayons α du radio-tellure). — P. 77-79.

La méthode consiste à faire passer un faisceau de rayons entre deux plateaux chargés, puis à le faire tomber sur une lame de verre recouverte d'une couche mince de sulfure de zinc du côté qui reçoit la radiation. Une plaque photographique en contact avec l'autre face de cet écran fluorescent est affectée par les scintillations et marque ainsi la position du faisceau. La source de radiations était un disque de cuivre recouvert de radio-tellure.

La déviation trouvée par l'auteur au moyen de son appareil était de $0^{mm},66$. Ceci correspond à une vitesse de la radiation égale à :

$$v = 1{,}41 \times 10^9,$$

et à un rapport :

$$\frac{e}{m} = 4{,}3 \times 10^3 \text{ en unités électro-magnétiques.}$$

Ces valeurs sont considérablement plus petites que les quantités correspondantes pour le radium.

G.-F. HULL. — On Investigation of the Influence of electric Fields on Spectral Lines : Preliminary Note (Recherche sur l'influence des champs électriques sur les raies spectrales : Note préliminaire). — P. 80-81.

Les champs électriques employés par l'auteur étaient accompagnés de la décharge électrique lumineuse. L'analyse des radiations était effectuée au moyen d'un interféromètre de Michelson et d'un spectroscope à échelons de 18 lames.

Les expériences ont montré que, s'il existe un effet électrique analogue à l'effet Zeeman, il est largement masqué, dans les conditions où l'auteur a opéré, par un élargissement des raies.

J. JOHNSTON. — The affinity Constants of amphoteric Electrolytes. — I. Methyl-Derivatives of para-aminobenzoic Acid and of Glycine (Les constantes d'affinité des électrolytes amphotères. — I. Dérivés méthylés de l'acide para-aminobenzoïque et de la glycine). — P. 82-102.

A.-Ch. CUMMING. — *Id.* II. Methyl-Derivatives of ortho and meta-aminobenzoic Acids (*Id.* II. Dérivés méthylés des acides ortho et méta-aminobenzoïques). — P. 103-139.

J. WALKER. — *Id.* III. Methylated amino-acids (*Id.* III. Acides amino-méthylés). — P. 140-149.

M. Johnston a étudié la constante basique k_b des dérivés méthylés de l'acide para-aminobenzoïque et de la glycine au moyen de la catalyse de l'acétate de méthyle et par la méthode de comparaison de Walker et Wood [1]. Dans les cas où cette méthode n'était pas applicable, il a eu recours à la méthode de solubilité de Löwenherz ou à la méthode de distribution de Farmer et Warth [2].

La constante acide k_a a été déterminée par des mesures de conductibilité ou par la méthode de l'hydrolyse saline de Shields [3].

Les résultats sont résumés dans un tableau.

M. A.-C. Cumming a étudié de la même manière les dérivés méthylés des acides ortho et méta-aminobenzoïques.

Enfin, M. J. Walker discute les résultats obtenus par les deux auteurs précédents et met en évidence l'influence de la substitution du groupe méthyle dans le groupe AzH^2 ou COOH.

R.-J. STRUTT. — On the Distribution of Radium in the Earth's Crust (Sur la distribution du radium dans la croûte terrestre). — P. 150-153.

L'auteur a déterminé antérieurement la quantité de radium contenue dans les roches ignées. Il poursuit ses recherches en étudiant les roches sédimentaires et les minéraux constituants des roches.

Pour les roches sédimentaires, la teneur moyenne varie de $5,84 \times 10^{-12}$ grammes de radium par gramme de substance dans l'oolithe à $0,25 \times 10^{-12}$ grammes dans le calcaire. Cette teneur ne diffère pas sensiblement de la teneur moyenne des roches ignées, ce

(1) *Journ. chem. Soc.*, t. LXXXIII, p. 484 ; 1903.
(2) *Journ. chem. Soc.*, t. LXXXV, p. 1713 ; 1904.
(3) *Zeitsch. physikal. Chem.*, t. XII, p. 167 ; 1893.

à quoi l'on devait s'attendre, si l'on admet que les roches sédimentaires proviennent de la désagrégation des roches ignées.

Pour les minéraux accessoires constituant les roches, tels que le zircon, la pérofskite, le sphène et l'apatite, qui se rencontrent dans le granite, la teneur en radium est élevée; mais la hornblende, les micas, la tourmaline et les feldspaths sont bien moins riches, et l'on n'a pu déceler aucune trace de radium dans le quartz.

W. CROOKES. — On the ultra-violet Spectrum of Ytterbium (Sur le spectre ultra-violet de l'ytterbium). — P. 154-156.

L'auteur a photographié le spectre ultra-violet de l'ytterbium. Il indique quelles sont les raies de ce métal et montre que le sel d'ytterbium qu'il a employé renfermait encore des traces de thallium, de cuivre et de calcium.

J. WALKER. — A Method for determining Velocities of Saponification (Méthode pour déterminer les vitesses de saponification). — P. 157-160.

L'auteur se base sur les variations de la conductibilité électrique pour suivre les progrès de l'action d'un alcali sur un éther.

La conductibilité de la solution primitive tombe au tiers de sa valeur environ lorsque la saponification a lieu, et la relation qui existe entre le changement de conductibilité et la proportion d'éther saponifié est presque linéaire.

L'auteur donne un procédé qui permet de simplifier le calcul de la constante de vitesse en choisissant d'une façon convenable la résistance du rhéostat. Les lectures peuvent être faites chaque minute, et la méthode est beaucoup plus simple que la méthode de titrage généralement usitée, tout en donnant des résultats aussi exacts.

P. PHILIPPS. — Ionic Velocities in Air at different Temperatures (Vitesses ioniques dans l'air à différentes températures). — P. 167-191.

L'auteur a cherché à déterminer, pour diverses températures, la vitesse des ions produits dans l'air, à la pression atmosphérique, par les rayons Röntgen, et cela afin de savoir si la masse des ions dépend de la température.

Voici les vitesses obtenues pour les ions positifs (K_1) et négatifs (K_2) en centimètres par seconde et par volt-centimètre :

K_1	K_2	Température absolue
2,00	2,495	411
1,95	2,40	399
1,85	2,30	383
1,81	2,21	373
1,67	2,125	348
1,60	2,00	333
1,39	1,785	285
0,945	1,23	209
0,235	0,235	94

Si l'on réunit ces résultats par une courbe, on obtient deux lignes à peu près droites, ce qui montre que les vitesses des ions sont approximativement proportionnelles à la température absolue.

Ces résultats permettent également de calculer le nombre *n* de molécules dont se compose chaque ion aux diverses températures :

n (positif)	*n* (négatif)	Température absolue
4,63	4,63	94
2,12	1,82	209
1,76	1,43	285
1,64	1,34	348
1,52	1,25	411

O.-W. RICHARDSON. — The Ionisation produced by hot Platinum in different Gases (Ionisation produite par le platine chaud dans différents gaz). — P. 192-196.

Voici les principaux résultats de cette recherche :

L'ionisation positive, c'est-à-dire le nombre d'ions positifs produits en une seconde par la surface de 1 centimètre carré de platine, possède une valeur minimum qui dépend de la température et de la pression dans la plupart des gaz. L'ionisation positive dans l'oxygène à basse pression (moins de 1 millimètre) est beaucoup plus grande que dans tous les autres gaz essayés. Jusqu'à 1000°, elle varie comme la racine carrée de la pression ; à température plus élevée et à basse pression, elle varie à peu près proportionnellement à la pression. A haute pression et à toutes les températures, la variation avec la pression est beaucoup plus lente.

La valeur minimum de l'ionisation positive à une pression définie

dans tous les gaz paraît être reliée à la température par la relation :

$$i = AT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{Q}{2T}},$$

dans laquelle i désigne l'ionisation ; T, la température absolue ; A et Q, des constantes.

L'auteur suppose que l'ionisation positive est occasionnée par le gaz absorbé par le métal et que l'ionisation est proportionnelle à la quantité de gaz absorbé. Il arrive alors à une formule très sensiblement vérifiée par l'expérience.

A. CAMPBELL. — On the Electric Inductive Capacities of dry Paper and of solid Cellulose (Sur les capacités inductives spécifiques du papier sec et de la cellulose solide. — P. 196-211.

La présence d'humidité dans le papier a un effet sensible sur sa capacité inductive spécifique, et une influence considérable sur sa résistance d'isolement. Lorsqu'un câble entouré de papier primitivement bien desséché, absorbe l'humidité de l'air, sa capacité augmente et sa résistance diminue.

Pour la cellulose desséchée, la capacité ne varie pas beaucoup avec la température, mais la résistance d'isolement est considérablement modifiée.

W.-H. LOGEMAN. — Note on the Production of Secondary Rays by α Rays from Polonium (Note sur la production de rayons secondaires par les rayons α du polonium). — P. 212-217.

L'auteur est parvenu à mettre en évidence la production de rayons secondaires par les rayons α du polonium. Il constate d'abord que :

1° Dans les conditions ordinaires, c'est-à-dire en l'absence de tout champ électrique ou magnétique, le polonium émet une plus grande quantité de rayons négatifs que de rayons positifs ;

2° Sous l'influence d'un champ électrique graduellement croissant, on arrête de plus en plus les rayons négatifs à mouvement lent, et la charge portée par les rayons α devient de plus en plus prédominante ;

3° Une différence de potentiel d'environ 10 volts entre un disque

de cuivre A recouvert de polonium et un disque B d'aluminium est suffisante pour arrêter complètement les rayons δ.

Or, la valeur limite du courant positif entre A et B, quand les rayons δ sont arrêtés par un champ magnétique, est seulement le cinquième environ de celle qu'on observe quand on emploie un champ électrique. Pour l'auteur, ce fait ne peut s'expliquer qu'en admettant que le courant positif de A à B se compose de deux parties : 1° un courant de particules α allant de A à B ; 2° un courant de particules secondaires négativement chargées allant de B vers A. Dans le champ magnétique, ce dernier courant de particules négatives est dévié, comme les rayons δ émis par le polonium, ce qui explique l'abaissement du courant limite.

A. NOBLE. — Researches on Explosives. Part IV (Recherches sur les explosifs, IVe partie). — P. 218-224.

L'auteur poursuit ses recherches sur les explosifs par l'étude des Ballistites norvégienne 165 et italienne, qu'il compare aux cordites et à la nitrocellulose précédemment étudiées. Il donne, dans des tableaux, les caractéristiques de ces explosifs.

Il indique ensuite deux formules donnant la température d'explosion, l'une obtenue en divisant la quantité de chaleur dégagée par la chaleur spécifique des gaz produits, l'autre obtenue au moyen de la pression au moment de l'explosion et de la pression des mêmes gaz à 0° C.

Les deux formules donnent des résultats assez concordants pour de fortes densités d'explosif et des pressions élevées, mais la différence va en augmentant quand la densité et la pression diminuent, surtout pour les explosifs qui dégagent beaucoup d'anhydride carbonique.

D'après l'auteur, ce fait serait dû à une dissociation de l'anhydride carbonique qui abaisse la température.

J.-A. HARKER. — On the "Kew" Scale of Temperature and its Relation to the International Hydrogen Scale (Sur l'échelle de température de Kew et sa relation avec l'échelle internationale à hydrogène). — P. 225-240.

Les conclusions principales de ce travail sont les suivantes :

1° L'écart de l'échelle du thermomètre de Kew à mercure et réci-

pient de verre et de l'échelle internationale du thermomètre à hydrogène est très petit à toute température ;

2° Pour des mesures de différences de température dans des intervalles moyens, comme dans la calorimétrie, les résultats obtenus directement ou indirectement au moyen d'un étalon de Kew peuvent être considérés comme équivalents à ceux du thermomètre à hydrogène sans l'application d'aucune correction.

L'auteur donne une table des écarts moyens des deux échelles de température en millièmes de degré, entre 0° et 100°, pour les thermomètres en verre de Kew, en verre dur français et en verre d'Iéna.

F.-W. DYSON. — Determinations of Wave-length from Spectra obtained at the total solar Eclipses of 1900, 1901 and 1905 (Déterminations de longueurs d'onde de spectres obtenus pendant les éclipses de soleil de 1900, 1901 et 1905). — P. 24C.

Mémoire purement descriptif montrant en détail les relations entre le spectre de la chromosphère et les spectres d'étincelles et d'arc.

M.-W. TRAVERS et F.-L. USHER. — On the Behaviour of certain Substances at their critical Temperatures (Sur la manière dont se comportent certaines substances à leur température critique). — P. 247-262.

Dans une première série d'expériences sur l'éther et l'anhydride sulfureux, les auteurs ont trouvé que la température de Cagniard-Latour est indépendante des conditions dans lesquelles on opère, contrairement à ce que prétendent MM. Traube, de Heen et d'autres physiciens.

Dans une seconde série d'expériences, les auteurs ont étudié le phénomène d'opalescence qui se manifeste dans les liquides purs à leur température critique. Si des quantités variables d'un liquide pur sont chauffées dans des tubes de verre scellés, pourvu que le liquide ne disparaisse pas, ni ne remplisse complètement le tube avant qu'on atteigne la température critique, la surface qui sépare les deux phases peut s'abaisser et disparaître près du fond du tube, ou rester stationnaire vers le milieu du tube, ou enfin s'élever et s'évanouir vers le sommet. Dans les trois cas, si la température s'élève assez lentement pour que l'équilibre soit atteint sans ébullition de la phase liquide, le contenu du tube devient opalescent à une tempé-

rature légèrement inférieure à celle où les surfaces disparaissent. Quand la surface s'abaisse, l'opalescence apparaît au-dessous ; quand elle s'élève, on la voit au-dessus.

Dans chaque cas, l'opalescence reste confinée dans l'espace où elle est apparue, et son intensité est d'autant plus grande que le volume qu'elle occupe est plus petit. Elle est généralement un peu plus intense près de la surface et, quand celle-ci s'évanouit, elle se diffuse graduellement dans tout le tube. Dans le cas où la surface reste stationnaire, le tube paraît légèrement opalescent dans toute sa longueur. L'effet persiste dans un intervalle fini de température.

Les auteurs tirent des indications de Donnan ([1]), sur les systèmes liquide-vapeur à un composant au voisinage de la température critique, la possibilité d'existence de petits agrégats non moléculaires stables, se différenciant de la phase liquide et de la phase vapeur.

C'est à ces agrégats qu'ils attribuent le phénomène de l'opalescence.

S. YOUNG. — Note on Opalescence in Fluids near the critical Temperature (Note sur l'opalescence dans les fluides près de la température critique). — P. 262-263.

Les observations précédentes de MM. Travers et Usher ([2]) ont été faites à volume constant pendant que la température s'élevait lentement. Dans les expériences de M. Young, la substance était maintenue à la température critique et le volume était diminué de quantités égales.

Les observations furent faites sur l'isopentane, le pentane normal, l'hexane et l'octane. Voici les conclusions de ce mémoire :

1° Quand les observations sont faites pendant la compression, aucune opalescence n'est visible jusqu'à ce qu'un volume déterminé soit atteint; l'opalescence apparaît alors au fond du tube, c'est-à-dire juste au-dessus du mercure ; si l'on comprime davantage, l'opalescence devient plus dense et s'étend plus haut dans le tube. Près du volume critique, le brouillard est très dense, surtout vers le milieu. Si l'on continue à comprimer, le brouillard disparaît en bas, mais devient plus dense en haut ; la partie claire s'étend vers le haut

---

([1]) *Zeitschr. phys. Chem.*, t. XLVI, p. 197.

([2]) Ci-dessus, p. 713.

et le brouillard disparaît finalement au sommet du tube. Quand les observations sont faites pendant la détente, les phénomènes sont très analogues ; toutefois le brouillard est généralement situé plus bas dans le tube;

2° Les limites de volume entre lesquelles le brouillard a été visible sont à peu près les mêmes pour les quatre paraffines examinées, soit 1,17 ou 1,18 à 0,87 ou 0,88, en prenant le volume critique comme unité dans chaque cas ;

3° A des températures légèrement supérieures à la température critique, le brouillard est beaucoup moins dense et l'échelle des volumes plus restreinte.

Il semble probable que la position du maximum d'opalescence dépend du volume spécifique moyen de la substance.

H.-E. ARMSTRONG. — The Origin of Osmotic Effects (Origine des effets osmotiques). — P. 264-271.

Dans tous les liquides, les molécules doivent être regardées comme associées à un certain degré. Dans le cas de l'eau, on admet généralement que les molécules ne sont pas seulement associées, mais qu'une force attractive relativement puissante s'exerce entre elles. L'effet de l'introduction de molécules neutres (non-électrolytes) dans l'eau liquide doit être de causer la dissociation des complexes moléculaires à un degré correspondant à la proportion des molécules neutres ajoutées. Si une substance entre en solution entièrement sous forme de ses molécules fondamentales, elle produira son effet normal, pourvu que son effet attractif sur les molécules d'eau soit inappréciable.

Les électrolytes, outre la production de l'effet de dissociation, exercent probablement un effet attractif sur les molécules d'eau.

Dans l'eau ordinaire, l'état d'équilibre suppose le changement :

$$(H^2O)^n \rightleftarrows nH^2O,$$

dans lequel n peut prendre plusieurs valeurs. L'introduction d'une substance en solution modifie l'équilibre dans le sens

$$(H^2O)^n \longrightarrow nH^2O.$$

La pression osmotique est la mesure du degré dont l'équilibre est

troublé par la libération des molécules fondamentales ou *monades*.

Dans cette hypothèse, pour comparer l'effet osmotique des substances, il est essentiel de mesurer leur influence sur une et toujours même proportion de dissolvant. L'emploi de solutions de poids normal est donc entièrement justifié.

R.-J. CALDWELL. — Studies of the Process operative in Solution. Part I: The Sucrolastic Action of Acids as influenced by Salts and non-Electrolytes (Etude des processus qui se passent dans les solutions. Ire partie : Influence des sels et des non-électrolytes sur l'action sucrolastique des acides). — P. 272-295.

L'auteur a étudié l'influence de l'addition de certaines substances : lactose, glucose, glycérine, alcool, chlorures de potassium, d'ammonium, de baryum, de calcium, de sodium, d'acide acétique, sur la vitesse d'hydrolyse du sucre de canne par une solution aqueuse d'acide chlorhydrique. Toutes ces substances, excepté l'alcool, ont un effet accélérateur plus ou moins marqué quand on les emploie en solutions à volume normal (1 molécule-gramme de substance dissoute dans l'eau de façon à obtenir un volume de 1 litre). Quand on emploie des solutions à poids normal (1 molécule-gramme de substance dissoute dans 1 litre d'eau), le glucose et le lactose paraissent n'avoir aucun effet, la glycérine et l'alcool retardent la modification, les autres l'accélèrent. L'auteur explique ces faits d'après les hypothèses d'Armstrong rapportées ci-dessus.

R.-C. MACLAURIN. — A Numerical Examination of the optical Properties of thin metallic Plates (Examen numérique des propriétés optiques des lames métalliques minces). — P. 296-341.

L'auteur constate qu'il y a un accord à peu près complet entre l'expérience et la théorie de Mac-Kullagh sur les propriétés optiques des lames minces métalliques.

R.-G. DURRANT. — Experimental Evidence of Ionic Migration in the natural Diffusion of Acids and of Salts. — Phenomena in the Diffusion of Electrolytes (Evidence expérimentale de la migration ionique dans la diffusion naturelle des acides et des bases. — Phénomènes dans la diffusion des électrolytes). — P. 342-379.

Les résultats obtenus par l'auteur tendent à confirmer la théorie

de Nernst ([1]) et de Planck ([2]). Dans les expériences antérieures d'Orme Masson et de Steele, on n'avait obtenu des limites de bandes qu'en employant des accumulateurs. Les expériences de l'auteur sur les gelées et ses recherches sur l'azotate d'argent et le chlorure de calcium montrent qu'on peut obtenir des bandes très définies sans accumulateurs. Les ions hydrogène se meuvent en avant du front de diffusion, tandis que les autres ions produisent leurs effets variés en arrière de ce front.

W.-A.-D. RUDGE. — The Action of Radium and certain other Salts on Gelatin (Action du radium et de certains autres sels sur la gélatine). — P. 380-384.

L'auteur conclut de ses expériences que le radium n'a pas d'action spécifique sur la gélatine de nature à provoquer la formation de cellules. Les effets qui ont été observés par Burke ([3]) et d'autres physiciens sont probablement dus au baryum, qui agit sur les composés sulfurés présents dans la gélatine.

E.-H. BÜCHNER. — The Composition of Thorianite, and the relative Radio-Activity of its Constituents (Composition de la thorianite et radioactivité relative de ses constituants). — P. 385-391.

Vingt-quatre grammes de thorianite ont été dissous dans l'acide nitrique bouillant. Le résidu insoluble a été traité par fusion au bisulfate de potassium. Les solutions réunies provenant de ces attaques ont été traitées par les méthodes ordinaires de l'analyse chimique dans le but de séparer les différents groupes de métaux. On a pu y déceler la présence de cuivre, étain, antimoine, fer, aluminium, uranium, thorium, cæsium, zirconium, titane, calcium, hélium et anhydride carbonique.

Pour 1 gramme de minéral, on peut obtenir $8^{cm^3},2$ d'hélium.

Les principaux constituants sont :

PbO	2,42
Fe^2O^3	3,35
Ur^3O^8	13,12
ThO^2	70,96
Ce^2O^3	1,96

([1]) *Zeits. für physik. Chemie*, t. II, p. 613; 1888.
([2]) *Wied. Ann.*, t. XL, p. 561 ; 1890.
([3]) *Nature*, t. LXXII, p. 78.

La plus grande partie des constituants est radioactive. Cependant quelques produits le sont très peu.

Environ 60 0/0 de l'activité va avec le thorium et 9 0/0 avec l'uranium. La plus grande partie de l'activité du fer est due au radiothorium de Hahn. L'activité de quelques précipités augmente avec le temps pendant la durée d'une mesure, pour d'autres elle diminue rapidement.

L. SOUTHERNS. — Experimental Investigation as to Dependence of Gravity on Temperature (Recherche expérimentale sur l'influence de la température sur la gravité). — P. 392-403.

L'auteur a poursuivi, parallèlement à MM. Poynting et Philips, des expériences pour rechercher avec exactitude s'il se produit une altération dans le poids d'une substance lorsqu'on fait varier la température. Ses résultats lui permettent d'affirmer que, dans les limites de température employées (10° à 30°), il n'existe pas de variation de poids supérieure à 10^{-8} pour une élévation de température de 1° C.

W.-N. HARTLEY. — Note on the continuous Rays observed in the Spark Spectra of Metalloids and some Metals (Note sur les raies continues observées dans les spectres d'étincelles des métalloïdes et de quelques métaux). — P. 403-405.

L'auteur a reconnu que la nature du gaz entourant les électrodes a une influence distincte sur le spectre. Le spectre continu n'est pas causé par l'oxydation, car dans tous les cas il est maximum quand les électrodes sont immergées dans l'hydrogène ou l'azote; il est minimum quand elles sont immergées dans une atmosphère contenant de l'oxygène libre ou combiné.

J.-W. GIFFORD. — The refractive Indices of Water and of Sea-Water (Les indices de réfraction de l'eau et de l'eau de mer). — P. 406-409.

L'auteur a mesuré les indices de réfraction de l'eau pour 26 longueurs d'onde et ceux de l'eau de mer pour 12 longueurs d'onde à une température moyenne de 15°. L'erreur probable ne dépasse dans aucun cas 0,000025, et elle est souvent moindre.

L'indice de l'eau pour la raie D (5893), réduit à 20° au moyen du coefficient de température, est 1,333032. M. Dufet, dans son *Recueil*

de Données numériques, donne comme moyenne de 29 observateurs à cette température 1,33303.

B.-J.-P. ROBERTS. — On a compensated Micro-manometer (Sur un micromanomètre compensé). — P. 410-412.

Cet instrument est destiné à servir d'anémomètre, à indiquer et à mesurer de faibles pressions. Il est formé de deux tubes de grand diamètre reliés par un tube capillaire replié horizontalement et contenant une bulle d'air emprisonnée dans le mercure et servant d'index.

F. SODDY. — Calcium as an Absorbent of Gases for the Production of high Vacua and spectroscopic Research (Le calcium comme absorbant des gaz pour la production de vides élevés et les recherches spectroscopiques). — P. 429-456.

Au moyen d'un four électrique spécial, entouré d'un tube de porcelaine et enclos dans un tube de verre, l'auteur a pu chauffer des réactifs dans le vide, à une température bien supérieure à celle du ramollissement du verre. Le calcium, chauffé de cette façon, absorbe tous les gaz connus, à l'exception de ceux du groupe de l'argon. Le vide élevé obtenu rapidement par l'absorption des gaz par le calcium est au moins égal au vide maximum réalisé par d'autres procédés. En faisant entrer de l'air dans l'appareil et absorbant tous les gaz, sauf l'argon, il est possible de faire ensuite passer une décharge et d'étudier commodément le spectre de ce dernier corps.

A.-J. BERRY. — Results of gauging high Vacua by the Evaporation Test (Résultats obtenus en jaugeant les vides élevés par la méthode d'évaporation). — P. 456-458.

Appendice au mémoire précédent, dans lequel l'auteur décrit une méthode pour déterminer le degré du vide dans un flacon de Dewar par la mesure de la vitesse d'évaporation de l'air liquide dans celui-ci.

S.-E. SHEPPARD et C.-E.-K. MEES. — The Theory of Photographic Processes. Part III : The Latent Image and its Destruction (Théorie des procédés photographiques. III[e] partie : L'image latente et sa destruction). — P. 461-472.

Les auteurs considèrent que le développement est causé par l'accélération de la réduction due au traitement préliminaire.

La réaction chimique essentielle dans le développement est :

$$Ag + R'' \rightleftarrows Ag + R',$$

qui aboutit normalement à un état d'équilibre. Si, dans cet état, on introduit une cause tendant à abaisser la limite métastable de la solution argentique, le sel halogène d'argent devient développable. L'argent, introduit à l'état colloïdal, puis converti à l'état métallique, l'or, le platine, le sulfure d'argent, les ions gazeux des flammes peuvent agir comme germes pour une plaque sèche.

Tous les résultats des auteurs tendent à montrer que la condition nécessaire et suffisante pour qu'une pellicule puisse être développée est la production d'une nouvelle substance dans le grain de sel halogène d'argent. D'autre part, l'image primaire formée par le développement de l'image latente est intensifiée par l'argent transporté des autres parties de la pellicule.

Les auteurs étudient ensuite une action particulière des sels de cuivre, fer, mercure et uranium, qui désensibilisent la pellicule, de telle sorte qu'il faut une exposition très longue pour produire des résultats normaux. L'explication de ce fait serait que ces corps agissent comme catalyseurs de la réaction d'oxydation, qui est opposée à l'action réductrice ordinaire de la lumière.

Enfin les auteurs considèrent la formation de l'image latente comme reliée à l'effet photo-électrique et comme due à la libération d'électrons qui ionisent le sel halogéné et le gaz environnant.

A. MALLOCK. — The Relation between Breaking Stress and Extension in tensile Tests of Steel (Relation entre la tension de rupture et l'extension dans les essais d'aciers à la traction). — P. 472-478.

Si l'on appelle *tension de rupture* d'une pièce d'acier la tension maximum appliquée divisée par la section de la pièce, et *extension* l'augmentation pour 100 due à la déformation entre deux traits tracés sur la pièce, on constate que la somme arithmétique :

$$\text{Tension de rupture} + \text{Extension},$$

reste constante et égale à environ 67 ou 68 pour tous les aciers doux qui n'ont, au commencement de l'essai, aucune déformation mécanique interne, quel que soit d'ailleurs le traitement (trempe ou recuit) auquel ils ont été soumis. Ce phénomène ne peut s'expliquer

qu'en admettant que la résistance intrinsèque de tous les aciers ordinaires est constante et égale à environ 70 tonnes par pouce carré, et qu'elle ne peut être altérée par le traitement thermique et même, dans une certaine mesure, par la composition chimique.

J.-E. COATES. — An Examination of the lightest Constituents of Air (Examen des constituants les plus légers de l'air). — P. 479-482.

L'auteur a constaté qu'il n'existe aucune raie inconnue dans le spectre de la portion la plus légère de l'air atmosphérique. Toutes les raies sont attribuables à l'hélium, au néon et à l'hydrogène.

La quantité d'hydrogène séparable de l'air est beaucoup moindre que le maximum assigné par Gautier (1), lord Rayleigh (2) et Dewar (3). Elle s'élève tout au plus à 1 volume pour 1 million et demi de volumes d'air.

H.-S. ALLEN. — The photo-electric Fatigue of Zinc (La fatigue photo-électrique du zinc). — P. 483-493.

L'observation de Hertz que la lumière ultra-violette peut faciliter le passage d'une étincelle électrique a conduit à la découverte d'autres actions photo-électriques. Dès les premières expériences on remarqua que l'action était diminuée par l'exposition à la lumière.

Ainsi Hallwachs, qui trouva qu'un métal s'électrise positivement sous l'influence d'une lumière ultra-violette, établit également que de vieilles surfaces ne présentent plus le phénomène. Le mémoire actuel est relatif à la manière dont l'activité photo-électrique du zinc diminue quand le métal est exposé à la lumière.

Les expériences décrites montrent que, pour obtenir une représentation adéquate pour la courbe de fatigue photo-électrique du zinc, il est nécessaire d'employer la somme de deux termes exponentiels.

Il est possible d'expliquer les résultats obtenus comme dus à deux changements consécutifs, comme l'avait fait Rutherford pour les courbes de déperdition de l'activité excitée du radium et du thorium. Quant à la nature des modifications ainsi supposées, elle reste inexpliquée.

---

(1) *Annales de Chim. et de Phys.*, t. XXII ; 1901.
(2) *Philos. Mag.*, t III, p. 416 ; 1902.
(3) *Proceed. Roy. Inst.*, t. XVII, p. 225.

L'auteur montre en outre que les grandes longueurs d'onde peuvent produire un changement opposé, c'est-à-dire qu'elles peuvent produire une certaine recrudescence de l'activité photo-électrique.

H.-L. BRONSON. — The Effect of Temperature on the Activity of Radium and its Transformation Products (Effet de la température sur l'activité du radium et de ses produits de transformation). — P. 494-500.

Les expériences décrites ne donnent aucune preuve d'un changement quelconque dans l'activité des produits de transformation du radium lorsqu'ils sont soumis à des températures variant de — 180° C. à 1600° C. Si quelque changement a lieu, il est très faible et ne peut être supérieur à 1 0/0 dans le cas du radium C pour des températures variant entre — 180° C. et 1600° C., et supérieur à 1 0/0 dans le cas de l'émanation du radium B pour des températures variant entre — 180° C. et 1500° C. Ainsi disparaît la seule exception connue à la règle générale d'après laquelle l'activité des substances radio-actives n'est pas affectée par la température.

René Paillot.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. VII ; 1906.

R. LADENBURG. — Ueber die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen (Température des particules de carbone incandescentes dans les flammes éclairantes). — P. 697.

Pour déterminer cette température à l'aide de la courbe d'émission, il faut connaître la loi de variation avec la longueur d'onde de l'absorption de ces particules, et calculer la répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir ayant la même température.

Pour mesurer le pouvoir réflecteur de la flamme de l'acétate d'amyle (étalon Hefner), on concentre sur cette flamme les rayons d'un arc électrique et, à l'aide d'un élément thermoélectrique, on compare l'énergie réfléchie à celle qui est diffusée par un corps blanc (craie, magnésie, plâtre) de même forme que la flamme. La réflexion est très faible (1 0/0 environ), et il n'est pas possible de me-

surer la variation avec la longueur d'onde. Si la réflexion ne suit pas la même loi de variation que l'absorption totale telle qu'elle est mesurée, le coefficient vrai d'absorption ne sera pas proportionnel au coefficient de réflexion, et la courbe d'énergie ne sera pas celle du corps noir.

La courbe d'émission de la flamme a été déterminée à l'aide d'un spectroscope catoptrique avec prisme de quartz et de la pile thermoélectrique, puis réduite au spectre normal.

L'absorption totale se mesure par le procédé suivant : on concentre à l'aide d'un miroir concave les rayons d'une lampe Nernst sur une première fente S_1 et on projette l'image de S_1 dans un autre miroir concave sur la fente S_2 du spectroscope.

La flamme est placée immédiatement en avant de la fente S_1, de façon que les rayons de la lampe Nernst tombent sur la région étudiée. Les mesures ont été effectuées pour les différentes longueurs d'onde entre 0,7 et 3,1 μ.

Une flamme d'acétylène a été étudiée dans les mêmes conditions : seulement, comme cette flamme était très mince, elle était inclinée à 45° sur la direction d'observation.

Les courbes d'émission sont régulières, hormis quelques sinuosités correspondant aux bandes d'absorption de la vapeur d'eau et de l'anhydride carbonique contenus dans l'atmosphère et dans la flamme. On élimine cette absorption en régularisant le tracé de la courbe.

Les deux flammes exercent sur les radiations une absorption sélective : elle croît régulièrement à mesure que la longueur d'onde diminue. La flamme Hefner absorbe 10 0/0 de la radiation $\lambda = 0,7\ \mu$ et 3,6 0/0 de la radiation $\lambda = 2,5\ \mu$; la flamme de l'acétylène absorbe 6 0/0 pour $\lambda = 0,7\ \mu$ et 2 0/0 pour $\lambda = 2\ \mu$.

Si on divise l'émission par l'absorption correspondante en prenant pour ordonnées les quotients, on obtient la courbe d'émission de la flamme « noircie », c'est-à-dire d'un corps qui, à la température que possèdent les particules de charbon incandescentes, aurait un pouvoir absorbant égal à l'unité. Les maximums de ces courbes correspondent respectivement à $\lambda = 1,75\ \mu$ et $1,39\ \mu$, ce qui donne pour la température des particules de charbon, d'après la relation $\lambda_{max} T = 2\,940$:

Pour la flamme Hefner.......	$T = 1\,678°$ ou $1\,405°$ C.
Pour la flamme de l'acétylène.	$T = 2\,115°$ ou $1\,842°$ C.

La connaissance du pouvoir absorbant permet de déduire la température de la flamme de toute mesure qui donne son émission en valeur absolue, par exemple en mesurant à l'aide du pyromètre optique la température du corps noir dont l'émission est la même.

Soit T_n cette température pour la longueur d'onde λ, T la température réelle, A le coefficient d'absorption de la flamme au point observé,

$$A e^{\frac{c}{\lambda T_n}} = e^{\frac{c'}{\lambda T}},$$

ou

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_n} + \frac{\lambda}{c} \log \text{nép } A$$

($c = 14600$).

On trouve ainsi que la température de la flamme Hefner est 1 431° C., celle de la flamme d'acétylène 1 838° C., nombres très voisins de ceux trouvés par Kurlbaum (1 427°) et par Nichols (1 845°).

B. TROLLE. — Berechnung der Farben, die eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines Apophyllitskristalls in weissem, konvergentem, polarisiertem Licht zeigt, vermittels der Königschen Farbentabelle (Calcul des couleurs observées sur une lame perpendiculaire à l'axe d'apophyllite, en lumière blanche convergente, à l'aide du tableau chromatique de König). — P. 700.

Les anneaux isochromatiques observés avec une telle lame présentent des caractères particuliers. Les couleurs qui apparaissent sont peu nombreuses : en dehors du blanc et du noir, seulement du vert jaune et du violet bleu, et en apparence les mêmes successions de couleurs se reproduisent sur tous les anneaux.

Ces particularités de l'apophyllite ont été signalées par plusieurs auteurs : Liebisch, Drude, Brauns, etc.

En général, on admet que la biréfringence de l'apophyllite est positive pour le rouge et négative pour le bleu.

D'après les mesures de M. Trolle, l'apophyllite est positive. La différence des indices principaux varie de 0,00323 ($\lambda = 0^{\mu},752$) à 0,00186 ($\lambda = 0^{\mu},436$).

Les quotients $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ et $\frac{n_2 - n_1}{n\lambda}$ sont à peu près indépendants de la longueur d'onde; cependant ils présentent un maximum pour λ $0^{\mu},545$. Il s'ensuit que les minima du même ordre correspondant aux différentes longueurs d'onde se produisent à peu près sous le même angle d'incidence.

Si les deux quotients étaient rigoureusement invariables, l'angle d'incidence serait le même pour toutes les couleurs et on n'observerait que des anneaux noirs et blancs. Mais, comme leur valeur n'est pas tout à fait constante, les courbes d'intensité corrélatives aux différents λ ne coïncident pas exactement, mais se séparent de plus en plus à mesure qu'on considère des anneaux d'ordre plus élevé. Il en résulte que les anneaux sont irisés.

On peut déterminer les couleurs qui doivent apparaître d'après le tableau chromatique de König. D'après König, la lumière blanche résulte de la superposition en parties égales de rouge (R), de vert (V), de bleu (B).

On calcule la plus petite des quantités de ces couleurs qui entre dans la teinte à déterminer : supposons que ce soit B ; on forme les différences R — B, V — B, le rapport $\frac{V - B}{R - B}$, et on cherche dans le tableau la longueur d'onde correspondante, c'est-à-dire celle de la couleur spectrale qu'il faut ajouter au blanc pour obtenir la teinte cherchée.

W.-G. CADY. — Ein magnetischer Deklinograph mit selbstätiger Aufzeichnung (Déclinomètre enregistreur). — P. 710.

A la suspension du barreau aimanté est fixé un bras horizontal, à l'extrémité duquel sont collées verticalement deux petites tiges de verre de $0^{mm},2$ de diamètre, écartées de 1 millimètre. Le système inscripteur est formé d'un tube capillaire de 30 centimètres de long, terminé par un réservoir à encre maintenu dans un cadre de cuivre qui est suspendu à un fil de quartz. A ce cadre est fixée une tige de verre horizontale ($80^{mm} \times 0^{mm},3$), qui vient s'engager entre les deux petites tiges ci-dessus : le fil de quartz est tordu de manière qu'elle s'appuie légèrement contre l'une de celles-ci, qui transmet ainsi les mouvements du barreau au style capillaire. L'autre tige sert à amortir les mouvements du style après un déplacement violent. A des intervalles de temps égaux (1/2 minute, 1 minute, 5 minutes), une bande de papier est soulevée jusqu'au contact du style et en même temps avance de 1/3 de millimètre environ. Le déplacement du papier est commandé par une horloge, à l'aide d'un relais électrique. Un dispositif spécial fait retentir une sonnerie lorsque la déclinaison subit de fortes variations (orages magnétiques).

T. TERADA. — Ueber den durch die Schwingungen eines Flüssigkeitstropfens hervorgebrachten Pfeifton und seine Anwendung (Son produit par les vibrations d'une goutte de liquide : application). — P. 714.

Un tube de verre de 5 millimètres de diamètre et de 1 millimètre d'épaisseur environ est chauffé à la lampe jusqu'à ce que son extrémité se ferme, sauf une petite ouverture de 1/2 millimètre environ. Si on relie l'autre extrémité à un réservoir d'air comprimé, il se produit un son musical quand on mouille le bout du tube avec un peu de liquide.

Ce son dépend de l'inclinaison du tube, des dimensions de l'extrémité fondue, de la nature du liquide et de la pression de l'air.

Si le liquide est magnétique, la hauteur du son produit varie aussi quand on amène l'extrémité du tube dans un champ magnétique. L'auteur pense que cette propriété pourrait servir à reconnaître si les liquides sont magnétiques et aussi à mesurer la variation du champ magnétique dans un espace donné.

Le phénomène signalé par M. Terada est connu de tous les souffleurs de verre, quoique dans des conditions un peu différentes. Quand on souffle une boule à parois à l'extrémité d'un tube et que, comme il arrive fréquemment, un peu d'humidité se condense à l'extrémité froide du tube, on entend, pendant le refroidissement, un son musical très pur.

J. ZELENY et A. ZELENY. — Die Temperatur fester Kohlensäure und ihrer Mischungen mit Aether und Alkohol bei verschiedenen Drucken (Température de l'anhydride carbonique et de ses mélanges avec l'éther et l'alcool sous différentes pressions). — P. 717.

La température de la neige solide peut varier de 10 à 15° suivant qu'elle est entourée par le gaz ou qu'on élimine celui-ci par un courant d'air.

Le mélange d'éther et d'anhydride solide garde une température à peu près invariable, même quand on souffle un fort courant d'air sur sa surface. Il en est de même du mélange avec l'alcool. Cependant, quand le courant d'air est prolongé et que, par suite du départ de l'anhydride carbonique, le mélange devient humide, la température remonte rapidement.

Lorsqu'on fait varier la pression, la température obtenue avec

les trois réfrigérants est la même pour la même pression : elle varie de — 116° (pression de 2 centimètres de mercure) à — 77° (pression de 84 centimètres).

L. GRUNMACH. — Ueber den Einfluss transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitfähigkeit der Metalle (Influence d'une aimantation transversale sur la conductibilité électrique des métaux). — P. 728.

Une aimantation transversale provoque une augmentation de la résistance des métaux paramagnétiques ou diamagnétiques. D'après la grandeur de cette variation, les métaux se rangent dans l'ordre suivant:

Bismuth, cadmium, zinc, argent, cuivre, étain, palladium, plomb, platine, tantale.

Les métaux ferromagnétiques, fer, nickel, cobalt, éprouvent au contraire une diminution de résistance dans les champs intenses; mais, dans les champs plus faibles, la résistance du fer et du nickel augmente d'abord, atteignant un maximum vers 4000 gauss pour le fer, 600 gauss pour le nickel.

Ces variations sont de l'ordre du 1/1000 jusqu'au 1/100 pour les métaux ferromagnétiques, du 1/1000000 au 1/100000 pour les autres.

L. GRUNMACH. — Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff (Détermination expérimentale de la tension superficielle de l'oxygène et de l'azote liquides). — P. 740.

La tension superficielle de l'oxygène liquide, mesurée par la méthode des ondes capillaires, est de 13,07 $\frac{\text{dynes}}{\text{cm}}$, ce qui correspondrait à un poids moléculaire 41,51.

Pour l'azote liquide: 8,514 $\frac{\text{dynes}}{\text{cm}}$ et 37,30.

B. STRASSER et M. WIEN. — Anwendung derTeleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen (Application de la méthode téléobjective à l'effet Doppler des rayons-canal). — P. 744.

Les expériences confirment que les rayons-canal cessent de se produire ou tout au moins d'être lumineux quand leur vitesse descend au-dessous d'une certaine limite.

Ch. FUCHTBAUER. — Ueber die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen (Vitesse des rayons négatifs produits par les rayons-canal et les rayons cathodiques rencontrant les métaux). — P. 748.

La vitesse de ces rayons négatifs est à peu près indépendante de la vitesse des rayons-canal ou des rayons cathodiques incidents. Elle est sensiblement la même dans les deux cas.

Il semble qu'il y ait une lacune entre les vitesses des rayons secondaires lents et celles des rayons cathodiques « réfléchis » plus rapides.

W. HALLWACHS. — Ueber die lichtelektrische Ermüdung (Sur la fatigue photo-électrique). — P. 766.

La fatigue photo-électrique a été attribuée à des causes diverses; mais, d'après des expériences comparatives, la seule qui doive être retenue est l'action de l'ozone.

Cependant, quand on élimine complètement l'ozone, il subsiste des traces de fatigue. Il faut, semble-t-il, en chercher l'origine dans les gaz absorbés par la surface métallique ou adhérant à cette surface. Ces gaz doivent en effet exercer une influence considérable sur le phénomène photo-électrique, à cause de leur grand pouvoir absorbant pour les électrons lents. En fait, on constate que les circonstances qui influent sur l'absorption des gaz (pression extérieure, température) modifient aussi la sensibilité photo-électrique. On s'explique ainsi la grande sensibilité que possèdent dans le vide extrême les électrodes purgées de gaz aussi complètement que possible.

M. REINGANUM. — Eine neue Anordnung der Selenzelle (Disposition nouvelle de la pile à sélénium). — P. 786.

Une lame de platine humectée d'eau est exposée aux vapeurs de sélénium : il s'y dépose une couche continue de sélénium qui, chauffée à 180°, se transforme en variété grise métallique et conductrice. Cette lame constitue l'une des électrodes, l'autre est en platine nu.

Si on éclaire par intermittences l'électrode de sélénium, il se produit dans le circuit reliant les deux électrodes un courant inter-

mittent, qui produit dans un téléphone un son très net. Ce son est renforcé si on met en outre dans le circuit une force électromotrice de 0,6 volt.

L'électrolyte est une dissolution d'acide sulfureux ou d'acide chlorhydrique.

M. REINGANUM. — Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle (Rapport entre les conductibilités électrique et calorifique des métaux). — P. 787.

Les variations de ce rapport sont, d'après l'auteur, en relation avec la susceptibilité magnétique. Les métaux paramagnétiques renferment des électrons décrivant des trajectoires circulaires autour de centres fixes et qui ne prennent pas part à la conduction électrique, tandis qu'ils peuvent concourir à la conduction calorifique.

W.-J. MULLER et J. KONIGSBERGER. — Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt (Mesures électriques et optiques sur la surface de séparation métal-électrolyte). — P. 796.

Ces expériences ont pour objet d'établir l'existence d'une couche d'oxyde sur la surface des métaux « passifs », en mesurant le pouvoir réflecteur de cette surface.

D'après les auteurs, cette méthode permet de déceler des couches d'oxyde continues dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires. Des couches discontinues, d'une épaisseur inférieure, produisent déjà une altération du pouvoir réflecteur.

Le bioxyde de plomb PbO^2 se dépose en couche continue sur une lame de platine iridié plongée dans une dissolution d'acétate de plomb. L'argent, le zinc, le cuivre ne forment pas sur le platine de couche continue.

Dans l'acide sulfurique étendu, le palladium se recouvre d'oxyde brunâtre, réaction qui est empêchée quand le palladium forme une anode : la combinaison avec l'hydrogène ne se révèle pas à l'examen optique.

La polarisation anodique ou cathodique diminue d'une manière passagère le pouvoir réflecteur du nickel, sans doute par le dépôt de fines bulles de gaz.

Le chrome, dans une dissolution d'iodure de potassium, acquiert un pouvoir réflecteur plus grand; s'il n'est pas polarisé, il se recouvre d'une couche peu réfléchissante, difficile à enlever.

D. VORLANDER. — Ueber neue kristallinisch flüssige Substanzen (Nouvelles substances fluides cristallisées). — P. 804.

L'existence des modifications fluides cristallisées paraît en relation avec la constitution chimique et ces formes se rencontrent dans les composés dont la formule renferme les groupements C=C ou C=Az.

L'auteur a trouvé vingt-six substances nouvelles dont les propriétés diffèrent d'ailleurs sur certains points de celles des corps déjà connus.

La paranisalparanisidine et la paranisalparaphénétidine donnent des cristaux fluides quand elles ont été amenées en surfusion, sans contact avec aucune trace de cristal de la phase solide.

La paranisalparamidoacétophénone se présente sous forme d'un liquide cristallin foncé. Si on observe la cristallisation entre deux nicols croisés, on voit apparaître pendant quelque temps des sphérocristaux foncés qui, après complète cristallisation, deviennent tout à fait sombres, comme s'ils étaient isotropes; mais, quand on les comprime, ils deviennent clairs. La différence entre ces deux formes de liquide anisotropes est surtout marquée quand une même substance les revêt simultanément, comme il arrive avec le parazoxybromocinnamate, le paranisalparanidocinnamate et le paracétoxyazobenzolacrylate d'éthyle.

Ces composés existent sous une forme solide cristallisée, deux formes liquides anisotropes et une forme liquide isotrope, et possèdent par suite trois températures de transformation.

L'acide anisalparamidobenzoïque possède deux formes solides cristallisées, une liquide anisotrope et une liquide isotrope.

L'auteur a réussi à obtenir des cristaux liquides à arêtes rectilignes et à angles vifs.

E. WEDEKIND. — Ueber magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elemente (Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques). — P. 805.

Plusieurs combinaisons du manganèse avec le bore, l'antimoine, le phosphore... sont magnétiques, et même l'alliage de manganèse et de bismuth, quoique ce dernier soit diamagnétique.

Souvent les combinaisons du manganèse ne sont pas magnétiques à la température ordinaire, mais le deviennent aux températures très élevées.

Le manganèse chauffé vers 2000° dans l'ammoniaque ou dans l'oxygène devient fortement magnétique.

L'iodure de manganèse anhydre l'est aussi ; mais, comme il est très hygroscopique, il perd vite ses propriétés. L'antimoniure MnSb, les borures MnB, MnB^2, ont une susceptibilité du même ordre que celle du fer. Le borure de chrome CrB paraît également magnétique, quoique à un degré moindre.

W. LOHMANN. — Beiträge zur Kenntniss des Zeeman-Phänomens (Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman). — P. 809.

Les expériences ont été effectuées à l'aide d'un spectroscope à échelons et les raies photographiées.

Le réseau à échelons permet de reconnaître la décomposition des raies D déjà dans un champ de 5500 gauss. Voici les résultats de cette étude :

Spectre du mercure.

Raie verte ($\lambda = 5461$)	groupe de neuf lignes
— bleue ($\lambda = 4359$)	— six —
— jaune ($\lambda = 5790$)	— trois —
— — ($\lambda = 5769$)	— trois —

Ce dernier triplet, dans un champ de 20000 gauss, se résout en un groupe de neuf lignes. Ce groupe se distingue de celui de la raie verte en ce que les plus intenses des composantes dont les vibrations sont normales aux lignes de force sont les plus éloignées de la raie primitive.

Spectre de l'hélium. — Les raies $\lambda = 6678$, 5048, 5016, 4922 et 4713, les composantes principales des raies doubles 5876 et 4472,

donnent des triplets. Dans ces dernières paraît exister un deuxième satellite, très voisin de la raie principale. Le premier donnerait un groupe de huit lignes, le second un groupe de sept.

Spectre du néon. — La raie $\lambda = 6678$ appartient au néon et non à l'hélium. L'observation avec le réseau à échelons conduit à admettre l'existence d'une raie 6335, mais ne confirme pas la raie double 5400,7 et 5400,5.

Les phénomènes dans le champ magnétique sont extrêmement compliqués : on observe des groupes de 6, 9, 12, 15 lignes, sans règle apparente, mais qui se déduisent de la décomposition normale en triplets.

Spectre du crypton. — La raie jaune 5871,1 et la raie verte λ 5570,1 se décomposent en triplets.

W. VOIGT. — Ueber eine Fundamentalfrage der Elektrooptik (Sur une question fondamentale de l'électrooptique). — Remarque sur le mémoire de M. Aeckerlein). — P. 811.

Les conclusions que M. Aeckerlein tire de ses expériences ne sont pas justifiées, parce qu'au phénomène de Kear se superpose l'effet optique de l'électrostriction.

La théorie des phénomènes électrooptiques de Voigt ne considère que des corps dans lesquels l'effet Zeeman se réduirait à la décomposition du triplet normal. Comme, sans doute, aucun corps réel ne satisfait à cette condition, aucun non plus ne saurait obéir rigoureusement aux lois déduites de la théorie.

HELEN SCHAEFFER. — Salze der seltenen Erden in verschiedenen Lösungsmitteln (Sels des terres rares dans différents dissolvants). — P. 822.

A la suite de ses recherches sur la dispersion anomale, Kundt avait énoncé la loi suivante :

« Lorsqu'un dissolvant incolore est plus réfringent et plus dispersif qu'un autre, les bandes d'absorption d'une substance dissoute dans le premier sont plus près de l'extrémité rouge du spectre que si la substance est dissoute dans le second. »

Les expériences de Kundt ne permettent pas de décider si ce déplacement dépend de l'indice de réfraction ou du pouvoir dispersif du dissolvant.

Les terres rares, dont les bandes d'absorption sont très fines et en général très nettes, se prêtent mieux à cette étude que les substances organiques et, en outre, ces bandes sont répandues à peu près sur toute l'étendue du spectre.

Des expériences effectuées avec les azotates de didyme, de cérium et de néodyme, dissous dans l'acétone, la glycérine, les alcools méthylique, éthylique, propylique, isobutylique, amylique et allylique, il résulte que ces corps ne suivent pas la loi de Kundt. Au contraire, les déplacements sont en général d'autant plus grands que le dissolvant est moins réfringent.

La position des bandes d'absorption produites par ces mêmes sels dissous dans l'eau dépend de la concentration, contrairement à ce qu'a annoncé Liveing, qui employait des concentrations insuffisantes.

Il semble que l'absorption soit fonction du degré de dissociation hydrolytique des sels, car le spectre est sensiblement le même pour les dissolutions aqueuses très concentrées et les dissolutions alcooliques, dont le degré de dissociation est comparable.

Les spectres obtenus avec des mélanges de dissolutions des azotates de didyme et de cérium, de didyme et d'erbium, de néodyme et de cérium, de cérium et d'erbium, de néodyme et d'erbium sont les mêmes que si les deux solutions séparées étaient placées l'une derrière l'autre. De même on ne constate, quand on place derrière une de ces dissolutions une dissolution de bichromate de potassium, aucun déplacement des bandes d'absorption analogue à celui qu'avait observé Melde avec le bichromate et le carmin.

B. WEINBERG. — Ueber die theoretische Moglichkeit der Existenz von flüssigen Kristallen (Possibilité théorique de l'existence des cristaux liquides). — P. 832.

D'après les propriétés que l'expérience et la théorie assignent aux corps semi-fluides (gélatine, poix, cire, colophane) et à certains corps solides (glace de rivière), il n'y a pas lieu d'établir entre les forces qui règlent l'équilibre des corps solides et liquides des différences de nature, mais seulement des différences de grandeur. Par suite, l'existence de liquides cristallins ou anisotropes n'est pas à rejeter *a priori*.

P. ROHLAND. — Ein Hinweis auf Deutung des Dulong-Petitschen Gesetzes (Interprétation de la loi de Dulong et Petit). — P. 832.

Cette interprétation est cherchée dans les réactions mutuelles de l'éther sur la matière pondérable.

T. TERADA. — Ueber die Schwingungen eines Stabes, der auf einer Flüssigkeits oberflache schwimmt (Oscillations d'un flotteur). — P. 852.

Ce flotteur est un modèle de torpilleur en bois, dont la longueur est 132 centimètres, la largeur maximum $14^{cm},5$ et la profondeur $9^{cm},6$. Il repose, par deux points situés à peu près au quart de la longueur à partir des extrémités, sur un support recouvert de coton. On le fait vibrer en le frappant avec un petit maillet recouvert de caoutchouc.

Les vibrations se produisent le plus souvent dans le plan horizontal ou dans le plan vertical correspondant à la position normale du navire. L'un de ces systèmes ou l'autre fait défaut, suivant qu'on frappe verticalement ou horizontalement.

On perçoit trois sons qui sont à peu près en série harmonique : la fréquence des vibrations dans l'eau est environ les 0,8 de la fréquence de ces vibrations dans l'air.

Les nœuds des vibrations horizontales sont, sauf le premier, plus éloignés de la poupe que ceux des vibrations verticales. Dans l'eau, les nœuds des vibrations verticales paraissent rejetés vers l'arrière, ceux des vibrations horizontales vers l'avant, ce qui tient à ce que la largeur du flotteur n'est pas uniforme.

La profondeur de l'eau n'a pas grande influence, sauf quand la quille est très près du fond.

O. LUMMER. — Ueber die Inversionstemperatur der Luft (Température d'inversion de l'air). — P. 864.

La température d'inversion d'un gaz est la température à partir de laquelle il s'échauffe au lieu de se refroidir par une détente sans travail extérieur ; à cette température même, l'effet Joule-Thomson est nul.

Elle est de — 80° pour l'hydrogène. D'après la théorie cinétique,

on calcule qu'elle doit être comprise pour l'air entre + 350° et + 500° C.

W. MILLER. — Zeemaneffekt an Mangan und Chrom (Effet Zeeman dans les spectres du manganèse et du chrome). — P. 896.

Tableau des variations subies par les longueurs d'onde des diverses raies dans un champ de 23850 gauss.

Ch. RIES. — Selbsttätiger Unterbrecher (Interrupteur automatique). — P. 899.

Cet interrupteur est formé de deux crayons de charbon parallèles, sur lesquels est posé un troisième ; il fonctionne avec une force électromotrice de 8 volts environ.

F. PASCHEN. — Bemerkung zu der Diskussion über den Dopplereffekt der Kanalstrahlen (Remarque au sujet de la discussion sur l'effet Doppler des rayons-canal). — P. 924.

MM. Strasser et Wien appuient leur théorie sur ce que l'effet Doppler fait défaut dans la première couche cathodique. En réalité, l'effet existe aussi dans cette couche : mais la raie déplacée est très peu intense et on ne peut la photographier que si le gaz est très pur et encore avec une pose très longue.

J. HERWEG. — Ueber die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke (Abaissement de la différence de potentiel explosive par l'irradiation de l'exploseur). — P. 924.

Lorsque l'exploseur reçoit des rayons ultra-violets, la différence de potentiel explosive diminue, mais assez peu pour que la diminution ne soit pas certaine (6 0/0 environ). Mais les rayons cathodiques provoquent un abaissement de près de moitié.

De même les effluves produisent une diminution notable. Il semble que l'ionisation soit le mécanisme du phénomène.

G.-J. ELIAS. — Ueber anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation (Dispersion rotatoire magnétique anormale). — P. 931.

La courbe de dispersion du chlorure d'erbium en dissolution

présente au moins deux maximums, dont l'un est très abrupt, celui qui correspond à la bande d'absorption $\lambda = 520$.

M. LAMOTTE.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XXXIX ; 1907.

N.-A. HESEHUS. — L'état actuel de la controverse séculaire relative à l'origine de l'électrisation de contact. — P. 37-42.

Depuis Volta, les deux doctrines de la théorie chimique et de la théorie physique se disputent la faveur des auteurs. M. Hesehus se range à la théorie physique ; il donne les raisons de ce choix. Il conclut en disant que la théorie des électrons expliquant bien la différence de potentiel au contact, il est temps de mettre fin à la dispute centenaire des partisans des deux théories.

M.-V. ALTBERG. — Sur les ondes acoustiques très courtes produites par la décharge d'un condensateur. — P. 53-62.

Un condensateur chargé au moyen d'un circuit formé du secondaire d'une bobine de Ruhmkorff et d'un micromètre à étincelles se décharge d'une manière oscillante au travers d'un autre circuit comprenant une bobine de self-induction et présentant une interruption où se produit une étincelle. Cette interruption est disposée dans le plan focal d'un miroir concave. Les ondes émises par l'étincelle sont renvoyées par le miroir sur un réseau de diffraction de Frauenhofer. Les ondes diffractées sont reçues par un deuxième miroir concave qui les fait converger sur une petite plaque faisant partie d'un équipage mobile supporté par un fil de torsion. Les déviations de l'équipage mobile, observées par la méthode du miroir, permettent de mesurer la pression des ondes.

L'auteur a pu étudier ainsi des ondes acoustiques dont la longueur d'onde ne dépassait pas 1 millimètre, ce qui correspond à l'octave des ondes acoustiques les plus aiguës que l'on connaisse jusqu'à présent.

E.-A. KYRILLOFF. — Le module d'Young considéré comme fonction de l'allongement du fil. — P. 64-82.

L'auteur a mesuré avec précision les petits allongements d'un long fil d'acier (16 mètres) occasionnés par une surcharge constante (2 kilogrammes) sous différentes charges initiales (14 à 16 kilogrammes). Les allongements ($2^{mm},22$ à $2^{mm},24$) ont été mesurés au moyen d'une méthode électrique avec une précision de 1/2000 de millimètre. Quoique le fil eût été soumis longtemps à l'action d'une charge élevée, il s'allongeait lentement, de 2/10000 de millimètre en moyenne par minute, sous l'influence de la surcharge. Toutes les mesures ont été réduites à la même température et à une même durée (trois minutes) d'action de la surcharge. De plus, pour déduire des allongements observés la valeur du module d'Young, l'auteur se servait non des valeurs initiales de la longueur et de la section du fil, mais des valeurs de ces grandeurs légèrement modifiées par l'effet de la charge.

Dans une note qui accompagne le travail de M. Kyrilloff, M. B.-P. Weinberg compare les résultats obtenus par l'auteur avec ceux de M. J.-O. Thompson(1). M. Thompson a constaté pour le module d'Young une diminution de 4 0/0 correspondant à un certain allongement du fil. M. Kyrilloff n'a pas constaté de variation supérieure à 1 0/0, bien que les allongements aient été deux fois plus grands environ dans ses expériences que dans celles de M. Thompson. Cette divergence provient sans doute de ce que M. Thompson ne suspendait les charges au fil que pendant quelques secondes, ce qui ne produisait pas l'écrouissage du fil. Les expériences de M. Kyrilloff permettent de penser que le module d'Young déterminé pour un fil complètement écroui et calculé en fonction de la section et de la longueur actuelles du fil serait constant.

M.-V. LERMANTOFF. — Rapport sur les travaux de D.-J. Mendeleeff relatifs aux propriétés des corps gazeux. — P. 95-100.

P. RYBKIN. — Le réseau radiotélégraphique et ses éléments. — P. 103-114.

L'auteur a mesuré la capacité électrique de réseaux radiotélégra-

(1) *Wied. Ann.*, **44**; 1891.

phiques de diverses formes au moyen d'un pont de Wheatstone différentiel construit selon les idées de Popoff. Ces mesures et la connaissance de la longueur d'onde λ lui ont permis de calculer la capacité du réseau par mètre, la self-induction totale du réseau, la self-induction par mètre et le rapport $\frac{4l}{\lambda}$. Les résultats obtenus ont été consignés dans un tableau (p. 106).

Les expériences faites par l'auteur avec les réseaux installés sur les navires de guerre démontrent que, conformément aux résultats de M. Tissot, les vibrations produites sont d'autant plus pures et le décrément logarithmique d'autant plus faible que le rapport $\frac{4l}{\lambda}$ se rapproche davantage de l'unité.

N. SMIRNOFF. — Un nouvel appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur. — P. 129-132.

Il s'agit d'un appareil de démonstration à mettre entre les mains des élèves.

Le dispositif employé est renouvelé de celui de Joule, avec cette différence que le travail est produit par un électromoteur.

D. ROZANSKY. — L'arc à courant alternatif et l'étincelle électrique. P. 161-177.

L'auteur démontre que la théorie de l'arc à courant alternatif, proposée par M. Simon, peut être développée analytiquement si l'équation caractéristique de l'arc peut être mise sous sa forme simplifiée.

L'étude expérimentale de la courbe caractéristique de l'étincelle oscillante montre que la théorie de M. Simon est applicable dans ce cas et que l'étincelle oscillante peut être considérée comme un arc à haute fréquence. La différence de potentiel entre les électrodes de l'étincelle est presque constante, et au moment du courant maximum elle est d'environ 35 volts. La connaissance de cette quantité permet d'évaluer le décrément des oscillations lorsqu'on connaît le potentiel explosif. Ce décrément croît à mesure que l'amplitude diminue.

Cette théorie explique pourquoi la résistance de l'étincelle dépend de sa longueur ainsi que de la capacité et de la self-induction du circuit.

N. SMIRNOFF. — **Sur la détermination du point central.** — P. 179-184.

L'auteur appelle point central le point pour lequel la fonction $z = \Sigma m_i \rho_i$ est minimum, m_i et ρ_i désignant respectivement des masses données et leurs distances au point considéré.

L'analyse de la fonction z conduit l'auteur à une méthode graphique permettant de déterminer, par des approximations successives, la position du centre des masses dans le cas où les masses sont distribuées arbitrairement dans un même plan. Lorsque toutes les masses sont sur une même droite, le problème est indéterminé.

A. CINGOVATOFF. — **Action des vapeurs d'essence de térébenthine sur la plaque photographique.** — P. 186-189.

Des plaques photographiques exposées à l'action des vapeurs d'essence de térébenthine se sont trouvées impressionnées. Divers objets qui étaient déposés sur les plaques pendant la durée de l'exposition aux vapeurs y ont laissé leur ombre.

B. ROSING. — **Sur la définition newtonienne de la masse.** — P. 190-192.

L'auteur se propose de débrouiller le cercle vicieux remarqué par M. Mach dans la définition newtonienne de la masse. D'un passage de *Principia* (1re éd., p. 411) cité par l'auteur, on peut déduire que Newton considérait la diversité de la matière comme quantitative, ainsi que celle du degré auquel les différents corps remplissent l'espace vide.

S. MAISEL. — **Un nouveau photomètre polariseur à scintillation.** — P. 193-197.

L'auteur remarque que tous les photomètres à scintillation qui existent actuellement présentent les inconvénients qui résultent de la succession trop rapide de deux images d'intensités inégales, ces deux images provenant des deux sources lumineuses à comparer. L'un des principaux de ces inconvénients est une fatigue très rapide de l'œil de l'observateur.

Le photomètre présenté par l'auteur est ainsi constitué : La lumière

diffusée par deux plans éclairés par les deux sources à comparer traverse un prisme de Rochon. Un diaphragme disposé à la suite du prisme laisse passer seulement la lumière ordinaire de l'un des écrans et seulement la lumière extraordinaire de l'autre écran. La lumière qui a traversé ce diaphragme est reçue par une lentille qui la fait converger sur un deuxième écran au travers d'un nicol. Enfin un oculaire mis au point sur le deuxième diaphragme permet à l'œil de l'observateur d'apprécier l'intensité lumineuse au niveau de ce diaphragme. Cette intensité est fournie par l'expression :

$$i = \frac{I_1}{2}\sin^2\omega t + \frac{I_2}{2}\cos^2\omega t,$$
$$= \frac{I_1 + I_2}{4} + \frac{I_2 - I_1}{4}\cos 2\omega t.$$

On voit qu'elle se compose de deux termes dont l'un est indépendant de la position du nicol et dont l'autre en dépend. En tournant le nicol, on devra donc observer une variation d'intensité tant qu'on n'aura pas $I_1 = I_2$.

A.-R. COLLEY. — Sur le spectre électrique de l'eau. — P. 210-233.

L'auteur a étudié la dispersion de l'eau dans le spectre électrique. La méthode qu'il a employée a déjà été exposée ailleurs (1).

Les résultats des mesures effectuées au moyen de plusieurs dispositifs différents ont été consignés dans des tableaux numériques et représentés par des courbes. Ces courbes n'ont pas toutes la même allure; cela vient de l'influence de l'amortissement des ondes. Pour démontrer cette influence, il suffit de modifier l'amortissement sans changer les autres conditions de l'expérience ; on obtient ainsi une autre courbe.

L'auteur a pu mettre en évidence, dans le spectre électrique de l'eau, de nombreuses bandes d'absorption correspondant à des longueurs d'onde comprises entre 224 millimètres et 1 060 millimètres. Ces bandes sont de même nature que les bandes correspondantes du spectre visible. Il est donc démontré que le spectre de l'eau s'étend jusqu'à la zone des ondes électriques de grande longueur.

---

(1) A.-R. Colley, *Sur l'emploi de la méthode des ondes dans les fils pour l'étude de la dispersion* (*J. de la Soc. phys.-chim. russe*, **38**, p. 431 ; 1906).

P. LAZAREFF. — **Décoloration des pigments sous l'influence de la lumière.** P. 236-246.

L'auteur s'est proposé d'étudier la relation qui existe entre l'intensité et la longueur d'onde de la lumière agissante, d'une part, et la quantité de matière décomposée par elle, d'autre part.

Dans ce but, il a employé comme source lumineuse le spectre fourni par un prisme à vision directe éclairé par une lampe Nernst placée au foyer d'une lentille collimatrice. Une lentille permettait de projeter la portion voulue du spectre sur les deux fentes d'un spectro-photomètre König-Martens. Devant l'une de ces fentes il était possible de disposer des lames de collodion imprégnées de matières colorantes.

L'auteur déterminait le rapport des intensités que laissaient passer les deux fentes, l'une découverte, l'autre successivement découverte, puis recouverte de la lame colorée n'ayant pas encore subi l'impression lumineuse, et enfin recouverte de la même lame après action suffisamment prolongée de la lumière.

En appelant J_0, J_1, J_2 les intensités lumineuses émergeant dans ces trois cas de la dernière fente, et $\frac{\Delta C}{C}$ le rapport de la quantité de pigment décomposée à la quantité totale de pigment, on a :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\log J_2 - \log J_1}{\log J_0 - \log J_1}.$$

L'auteur a ensuite déterminé la répartition de l'énergie dans le spectre par le procédé de Helmholtz, en utilisant la constante fournie par M. Kurlbaum. Il a enfin représenté ses résultats par des courbes. L'examen de ces courbes démontre que la quantité de matière décomposée est proportionnelle à l'énergie absorbée, quelle que soit la longueur d'onde.

P. KLEIN.

U. BEHN. — Ueber das Verhältniss der mittleren (Bunsenschen) Kalorie zur 15°-Kalorie (Rapport de la calorie moyenne ou de Bunsen à la calorie de 15°). — *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 653-667.

L'auteur a adopté dans ses calculs :

15,456 milligrammes,

pour la valeur en mercure de la calorie moyenne c_{0-100}. Il a déterminé la calorie de 15° en mesurant la masse de mercure qui rentre dans le calorimètre quand on introduit dans le moufle de l'eau à 10° et de l'eau à 20° :

$$q_{15} = \frac{c_{15}}{c_{15-20}} q_{10-20},$$

$$q_{15} = 15^{mgr},460,$$

d'où :

$$\frac{c_{0-100}}{c_{15}} = \frac{14,456}{15,460} = 0,9997.$$

C. DIETERICI. — Die Energieisothermen des Wassers bei hohen Temperaturen (Isothermes d'énergie de l'eau aux températures élevées). — *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 907-930.

Entre 150° et la température critique $\theta_c = 365°$, le rapport $\frac{A}{r}$ du travail externe de vaporisation à la chaleur de vaporisation, est lié à la température absolue par la relation simple :

$$\frac{r}{A} = \frac{\theta}{p} \frac{dp}{d\theta} = \frac{7,4\theta_c}{\theta}.$$

Le travail externe de vaporisation de l'eau atteint un maximum à une température d'environ 220°, c'est-à-dire pour :

$$\frac{\theta_c}{\theta} = \frac{638}{493} = 1,294.$$

Il en est de même pour un certain nombre d'autres liquides, et la température réduite est la même.

Toute formule empirique servant à calculer le travail externe doit

donc satisfaire à cette condition que le travail soit maximum et égal à $47^{cal},5$ environ pour une température θ voisine de 493.

A cette température :

$$\frac{dA}{d\theta} = \frac{1}{7,4\theta_c} \frac{d}{d\theta}(r\theta) = 0,$$

d'où :

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{d(\rho + A)}{d\theta} = \frac{d\rho}{d\theta} = -\frac{r}{\theta}.$$

La formule de Regnault pour la chaleur de vaporisation pas plus que la modification proposée par Winkelmann ne vérifient cette condition.

Au contraire la formule de Thiesen :

$$r = a\sqrt[3]{\theta_c - \theta},$$

associée à la condition :

$$\frac{dr}{d\theta} = -\frac{r}{\theta},$$

donne pour la température correspondant au maximum de A :

$$\theta_m = \frac{3}{4}\theta_c,$$

soit pour la température réduite :

$$\tau_m = 0,75,$$

ou :

$$t_m = 205°.$$

Il est remarquable que ce chiffre soit très voisin de 220° ou de $\tau_m = 0,77$, comme on l'a trouvé précédemment. Pour obtenir ce dernier nombre, il suffirait de remplacer dans la formule de Thiesen la chaleur externe r par la chaleur interne de vaporisation ρ.

Si on construit la courbe $U = f(v)$, U étant l'énergie interne pour l'eau et sa vapeur saturée, on trouve que cette courbe monte d'abord presque verticalement, jusqu'à $v_s = 1,4$; entre $v_0 = 1,4$ et $v_0 = 22$, les données expérimentales font défaut. Mais il doit se produire une courbure dans cette région, puisque au delà la courbe est presque horizontale avec un maximum vers $v_s = 30$ ou $t = 230°$.

On peut construire ces isothermes jusqu'aux températures de surchauffe, en se servant de l'équation bien connue :

$$\left(\frac{dU}{dv}\right)_\theta = \theta\left(\frac{dp}{d\theta}\right)_v - p.$$

Les différences $R\theta - p(v - b)$ ne sont pas indépendantes de la

température comme le suppose la formule de Van der Waals, mais croissent à mesure que la température diminue.

Les isothermes ne sont pas parallèles entre elles, mais les isothermes supérieures sont plus voisines de celles du gaz parfait que les inférieures. La chaleur spécifique c_v de la vapeur sous volume constant se déduit du diagramme en divisant la différence des énergies correspondant à deux isothermes et au même volume par la différence de température de ces deux isothermes. Cette chaleur spécifique diminuera donc à mesure que la surchauffe augmente, parce que les isothermes se rapprochent d'autant plus que la surchauffe est plus grande.

Cette circonstance que la chaleur spécifique c est fonction de la température et du volume a son importance au point de vue de la théorie des équations caractéristiques.

L'équation caractéristique peut être mise sous l'une des deux formes :

$$p = f(\theta, v),$$
$$U = F(\theta, v).$$

Les deux fonctions f et F ne sont d'ailleurs pas indépendantes, mais liées par la relation :

$$\left(\frac{dU}{dv}\right)_\theta = \theta \frac{dp}{d\theta} - p,$$

déduite du second principe de la thermodynamique.

Pour les vapeurs et les liquides, on ne réussit pas à mettre les équations dont le type est l'équation de Van der Waals en harmonie avec l'expérience. Ce désaccord apparaît surtout quand on admet que le covolume et la pression interne sont indépendants de la température.

M. Diéterici pense qu'il y a peu de chances d'obtenir des résultats satisfaisants en cherchant à représenter la pression interne par une fonction quelconque de la température. Il lui semble plus rationnel de chercher l'équation des isothermes de l'énergie, qui est plus simple que celle de la pression interne.

M. Lamotte.

E. MASCART

Le *Journal de Physique* est atteint par le deuil qui vient de frapper tous les savants : presque au même moment la mort a enlevé à la Science deux de ses plus illustres représentants qui, bien souvent, nous avaient honoré de leur précieuse collaboration.

Héritier d'un nom illustre, qu'il avait rendu plus glorieux encore, M. Henri Becquerel disparaît dans la force de l'âge et dans le plein épanouissement de sa féconde activité; il n'est pas besoin de rappeler à des physiciens les brillantes découvertes qui ont été exposées ici même par leur auteur.

M. Mascart nous était uni par des liens plus étroits encore : collaborateur de la première heure, il était l'un de ceux à qui le fondateur de ce recueil avait légué le soin d'en poursuivre la publication et, depuis la mort de M. d'Almeida, il était resté fidèlement l'un de nos Directeurs.

La carrière scientifique de M. Mascart n'a pas été marquée, comme celle de M. Becquerel, par une découverte sensationnelle, mais ses nombreux travaux ont tous cette élégance et ce fini qui n'appartiennent qu'aux œuvres vraiment classiques. Ses recherches sur *les modifications des phénomènes d'interférences qu'éprouve la lumière par suite du mouvement de la source lumineuse et du mouvement de l'observateur;* sur *la dispersion de la lumière et la détermination des longueurs d'onde;* sur *la réfraction des gaz;* ses déterminations de l'*ohm*, de *l'équivalent électrochimique de l'argent*, de *la composante horizontale du champ terrestre;* ses expériences sur les *électromètres*, etc., sont de véritables modèles de sûreté dans la méthode et de précision dans les résultats.

Ce sont les mêmes qualités de clarté que l'on retrouve dans les livres qu'il a écrits et que connaissent tous les professeurs et tous les physiciens. Le *Traité d'Electricité statique*, qu'il avait fait paraître en 1876, avait déjà révélé à beaucoup de lecteurs que cette partie de l'électricité pouvait être exposée avec toute la rigueur que comporte une science définitivement sortie du domaine de l'empirisme; le grand *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, qu'il publia en 1882 en collaboration avec M. Joubert, marque une date importante dans l'histoire de l'Electricité. C'est dans cette œuvre considérable qu'en France et en beaucoup de pays étrangers la plupart des électriciens actuels ont puisé les connaissances initiales qui leur ont permis de participer avec tant d'éclat aux découvertes scientifiques et industrielles qui, si nombreuses, se sont succédé depuis un quart de siècle. Le *Traité d'Optique*, paru un peu plus tard (1889-1891),

a contribué dans une large mesure à remettre en honneur chez la jeune génération de physiciens l'étude des phénomènes lumineux.

Par ses livres, par son enseignement, M. Mascart a exercé une grande et heureuse influence sur le mouvement scientifique contemporain; pendant plus de trente ans, autour de sa chaire du Collège de France où, en 1872, il succédait, jeune encore (il était né à Quarouille le 20 février 1839) à Regnault, il attira un public choisi de jeunes travailleurs. Depuis 1878, il était directeur du Bureau central météorologique, et il conserva jusqu'à l'an dernier ces fonctions où il a rendu des services éminents.

Esprit épris de clarté, M. Mascart comprit, l'un des premiers, l'intérêt capital que présenterait, pour le progrès de la science, un système général de mesures cohérentes; son nom restera comme celui d'un des fondateurs du système C. G. S. Dans toutes les réunions de physiciens, au Congrès des électriciens de 1881, cette assemblée historique qui donna, pour ainsi dire, une constitution à l'Electricité, il prit, dans les discussions relatives à la question des unités, une part prépondérante. Son adresse, sa prompte intelligence, son éloquence persuasive firent adopter les résolutions les plus sages et les plus heureuses.

Convaincu que l'évolution actuelle de la science et de l'industrie exige une fusion de plus en plus intime entre la pratique et la théorie, M. Mascart a grandement contribué à établir des liens étroits entre les savants et les praticiens; grâce à lui, à la Société internationale des Electriciens, par exemple, physiciens et ingénieurs travaillèrent fructueusement à une œuvre commune; le Laboratoire central d'Electricité, l'Ecole supérieure d'Electricité lui doivent, pour une très large part, leur remarquable prospérité.

Il avait, d'ailleurs, acquis dans toutes les assemblées dont il faisait partie une autorité singulière. Au Conseil supérieur de l'Instruction publique, au Comité des Arts et Manufactures, au Conseil de la Société de Physique, etc., ses avis étaient respectueusement attendus. Sa haute expérience va faire cruellement défaut à ceux qui avaient souvent recours à ses conseils si sûrs et si éclairés ; les rédacteurs du *Journal de Physique* sont de ceux que sa mort frappe particulièrement.

R.

MÉTHODE CALORIMÉTRIQUE APPLIQUÉE A L'ÉTUDE DES RÉACTIONS LENTES;

Par M. JACQUES DUCLAUX.

1. Les méthodes calorimétriques usuelles se prêtent mal à l'étude des réactions lentes. Les corrections à apporter aux nombres observés, pour tenir compte des pertes de chaleur, sont presque toutes proportionnelles au temps écoulé, et ne peuvent être déterminées avec une grande précision : il faut qu'elles restent toujours petites en valeur absolue, et ceci exige que l'opération soit rapide.

J'ai pensé qu'on pouvait s'affranchir de cette condition en se plaçant dans des conditions telles que les corrections de température réduites à un minimum soient en même temps calculables avec précision. On peut, comme on le sait depuis longtemps, les rendre très petites en enfermant les corps réagissants dans un vase à double paroi de d'Arsonval-Dewar : on en rendra la détermination beaucoup plus précise en immergeant ce tube, fermé à sa partie supérieure, dans l'eau d'un thermostat. Il est facile de comprendre comment les conditions de refroidissement du calorimètre plus chaud que l'enceinte sont ainsi beaucoup mieux définies que si le vase calorimétrique est abandonné à l'air. L'échange de chaleur entre les deux parois du double tube se fait entre deux surfaces de position invariable et de température exactement connue : l'une par le thermomètre intérieur, l'autre par celui du thermostat. Il n'y a pas de rayonnement vertical vers des régions dont la température est mal connue, ni de couches d'air à mouvement variable entraînant, par convection, des échanges de chaleur sur la constance desquels on ne peut compter.

En même temps, l'opération se faisant en vase clos, l'évaporation est nulle, et l'on sait que, en raison de la grande chaleur de vaporisation de l'eau, cette évaporation est très gênante dans des mesures de quelque durée et oblige, en tout cas, à opérer à basse température.

L'emploi des tubes de d'Arsonval-Dewar pour les mesures calorimétriques n'est du reste pas nouveau, et les précieuses propriétés isolantes de ces tubes ont déjà été utilisées de bien des manières [1]. Je ne décrirai pas les dispositifs déjà employés, le fait essentiel de la

---

[1] GUINCHANT, *Comptes Rendus*, **145**, p. 320; 1907; — RUBNER, *Archiv für Hygiene*, t. XLVIII, p. 260; 1903.

méthode que je propose étant *l'immersion du tube dans le thermostat* [1], et son objet principal *l'étude de la marche et de la nature des réactions lentes* (diastasiques, catalytiques, etc.), étude à laquelle la méthode calorimétrique a rarement été appliquée, et toujours dans des conditions expérimentales bien inférieures.

2. Objet de la méthode. — L'étude de la marche d'une réaction lente ou d'une action diastasique est, le plus souvent, assez délicate : il n'existe encore que des méthodes applicables à des cas particuliers, et ces méthodes ne sont pas toujours d'un emploi facile. J'ai pensé qu'on aurait une solution plus générale si l'on pouvait suivre la réaction par la quantité de chaleur qu'elle dégage. Cette méthode n'est pas absolument nouvelle : je n'ai cependant pas vu qu'elle ait été employée sous la forme que je vais décrire, mais on peut la rapprocher de celle qu'ont utilisée Brown et Pickering [2], partant de la même idée dont leur procédé expérimental imparfait ne permettait pas de mettre en lumière l'application générale. C'est seulement, en effet, comme accessoire au but principal de leur recherche (la détermination des quantités de chaleur dégagées par la multirotation des sucres, ou par l'hydrolyse de l'amidon) que Brown et Pickering ont cherché à obtenir, par une voie purement thermique, la courbe de transformation de quelques sucres (glucose, lactose, lévulose) dans leurs isomères. Ces transformations absorbent ou dégagent de la chaleur, mais trop peu et trop lentement pour qu'on puisse les suivre dans un calorimètre ordinaire, et cette difficulté a obligé à recourir à un procédé plus compliqué, consistant à préparer des solutions de glucose, à les abandonner un temps variable à l'isomérisation spontanée et à y achever rapidement cette isomérisation par l'addition d'un alcali. La quantité de chaleur immédiatement dégagée à la suite de cette addition mesure la quantité de sucre non encore transformée à ce moment. On voit combien il serait plus simple, et par suite plus exact, de pouvoir suivre la quantité de chaleur progressivement dégagée dès le moment de la dissolution du glucose. Brown et Pickering n'ont pu obtenir, du reste, des nombres absolument concordants, et n'attachent aucune valeur quantitative à ces courbes nécessairement imparfaites, se contentant de montrer qu'elles ont

---

(1) Bronsted (*Zeit. physik. Ch.*, t. LVI, p. 663; 1906) a déjà employé ce dispositif, dans un but différent.

(2) *Journ. Chem. Soc.*, t. LXXI, p. 756 et 783; 1897.

à peu près la même forme que celles que l'on obtient en suivant le phénomène optiquement, par la variation du pouvoir rotatoire.

3. Justification de la méthode. — Etant donnée une réaction lente, que nous supposons dégager de la chaleur, nous aurons tout d'abord à nous demander quelle relation existe entre l'intensité de la réaction et le dégagement de chaleur à chaque instant. Il est évidemment impossible de donner à cette question une réponse absolument générale ; cependant, dans un grand nombre de cas, on ne peut guère douter qu'il y ait proportionnalité simple, c'est-à-dire que la quantité de chaleur dégagée pendant chaque seconde soit proportionnelle à la quantité de matière transformée pendant cette seconde.

Ainsi, s'il s'agit de la catalyse de l'eau oxygénée :

$$H^2O^2 = H^2O + O,$$

par définition le catalyseur, quel qu'il soit, reste inaltéré, et, par suite, n'intervient pas dans le phénomène thermique. Pour qu'il y ait proportionnalité, il faut et il suffit que la quantité de chaleur dégagée par 1 molécule d'eau oxygénée en se décomposant soit indépendante de la dilution de cette eau oxygénée, puisque cette dilution est la seule quantité variable, du commencement à la fin de l'expérience. Or, sans écrire aucune équation, on voit que cette condition sera certainement réalisée si la chaleur de dilution de l'eau oxygénée, de la concentration employée à une concentration plus faible, est nulle ou du moins très petite. Plus généralement, dans une réaction quelconque, se produisant entre substances dissoutes, nous pourrons admettre que la quantité de chaleur dégagée mesure la réaction, si toutes les chaleurs de dilution des produits initiaux et finaux sont négligeables vis-à-vis de l'effet observé. Or, dans des solutions étendues, et dans le langage des conceptions actuelles sur la constitution des solutions, cette condition sera certainement remplie dans les deux cas suivants :

1° Les substances sont totalement ionisées (sels minéraux, acides et bases forts) ;

2° Les substances sont extrêmement peu ionisées (substances organiques).

Dans de telles solutions en effet, les variations de l'ionisation (à part la formation d'ions complexes variables avec la dilution) sont les seules qui puissent donner lieu, par dilution, à un phénomène thermique, et ces variations seront nulles si l'on peut considérer

pratiquement l'ionisation comme totale ou comme nulle. Relativement au second cas, il faut remarquer cependant que l'ionisation devient théoriquement totale pour une dilution infinie, de telle sorte que la chaleur de dilution entre une concentration déterminée et une concentration nulle a nécessairement une valeur finie. Mais il faut s'entendre sur le sens du mot *infini*. Pour un sel fortement dissocié tel que le chlorure de sodium, une dilution *infinie* est celle de 1 molécule dans 1 000 litres. Pour l'acide acétique, entre les dilutions 1 000 et 10 000, la dissociation augmente de 30 0/0 de sa valeur finale : la loi de proportionnalité que nous avons admise ne s'appliquerait donc pas, s'il se trouvait que l'un des produits de la réaction fût de l'acide acétique à une concentration de cet ordre. Mais, pour des substances extrêmement peu ionisées, telles que l'eau oxygénée, le sucre, la variation d'ionisation entre les dilutions 100 et 10 000, par exemple, est certainement négligeable. Peu nous importe qu'il faille en tenir compte entre les dilutions 10^{6} et 10^{10}, puisque à ces dilutions l'effet thermique de la décomposition de l'eau oxygénée ou du sucre est inappréciable. La méthode cesserait alors d'être exacte après seulement qu'elle serait devenue inapplicable par défaut de sensibilité.

Cette courte discussion suffit à faire voir qu'elle peut être employée dans un très grand nombre de cas, et qu'elle offre autant de garanties qu'une autre méthode quelconque de mesures physiques. Il faudra, dans chaque cas particulier, examiner si elle est théoriquement justifiable, et ceux où il faudra renoncer à l'employer seront des cas exceptionnels.

4. Dispositif expérimental. — Beaucoup des détails que je vais donner paraîtront tout au moins superflus, surtout à ceux qui ont l'habitude de la calorimétrie. Mais il y a assez loin de la théorie à la pratique d'un procédé, et j'ai rencontré, en étudiant celui que je propose ici, un certain nombre de difficultés imprévues. L'expérience a montré la nécessité de quelques précautions, dont l'indication ne sera pas, par suite, inutile.

Le procédé auquel je me suis arrêté consiste à fermer, à sa partie supérieure, le tube ou le ballon dans lequel s'opérera la réaction par un bouchon à trois trous. L'un de ces trous est pour le thermomètre, qui est du modèle calorimétrique courant, divisé en cinquantièmes ou centièmes de degré. Dans les deux autres passent deux tubes de verre doublement recourbés *a*, *b* (*fig.* 1), aboutissant à deux boules

A, B, surmontées elles-mêmes de deux tubes droits *c* et *d*. Pour isoler le mieux possible l'intérieur du tube calorimétrique, il est bon que les tubes *a*, *b* soient capillaires à la traversée du bouchon. L'ensemble, tubes et boules, est suspendu dans le thermostat de manière que la tige du thermomètre et les tubes *c*, *d* émergent seuls. Il est

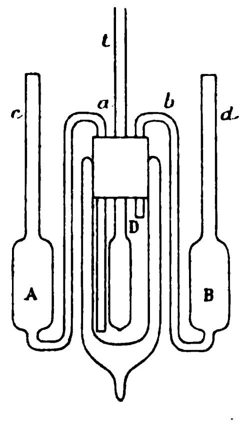


FIG. 1.

très important que le tube soit *suspendu* et non posé sur un support en bois comme ceux dont on se sert ordinairement, car, dans ce dernier cas, le refroidissement n'est pas régulier dans la partie inférieure, et il en résulte des perturbations telles que les nombres observés peuvent être rendus inutilisables.

Chacune des deux boules A, B est destinée à contenir l'un des deux liquides dans le mélange desquels se produira la réaction que l'on veut observer. Il est rare qu'on ne puisse mettre cette réaction en marche par le mélange de deux solutions, mais la méthode est évidemment encore applicable dans le cas où il en serait ainsi.

Au début de l'expérience, l'appareil tout entier et les solutions doivent être à la température T du thermostat. Il serait trop long d'attendre que l'intérieur du tube ait pris cette température, le refroidissement ou le réchauffement de ce tube, même vide, durant toujours plusieurs heures. On arrive beaucoup plus rapidement au but de la manière suivante :

Dès que le système est immergé dans le thermostat, on verse dans la boule A l'une des solutions : quand celle-ci est parvenue à la température T, c'est-à-dire après quelques minutes, on la fait

passer dans le tube calorimétrique en soufflant, au moyen d'une poire en caoutchouc, par l'orifice du tube *c*; puis, en aspirant, on la fait revenir dans la boule par le tube *a* qui, à cet effet, plonge jusqu'au fond du vase de Dewar, tandis que *b* est coupé au ras du bouchon. En répétant trois ou quatre fois la même manœuvre, la capacité calorifique du liquide étant beaucoup plus grande que celle des parois de verre et du thermomètre, les températures s'uniformisent comme on s'en aperçoit par la marche du thermomètre *t*. A ce moment on verse dans la boule B la deuxième solution ; après quelques minutes on l'aspire dans le tube calorimétrique, et on termine en insufflant par *c* quelques bulles d'air pour mélanger le tout. Cette dernière phase de l'opération est très rapide, et le moment où la réaction commence peut être connu à dix secondes près, ce qui est largement suffisant, puisque la méthode ne doit servir qu'à l'étude des réactions lentes. Il y a avantage à ce que le volume du liquide A soit *le plus grand possible*, l'uniformisation des températures se faisant alors avec le nombre minimum de passages de A en D et inversement.

On doit avoir soin d'effectuer le mélange des liquides en D *en soufflant modérément*. Si, en effet, on faisait passer le liquide A en exerçant sur lui une pression trop forte, il s'échaufferait d'une quantité sensible, ce qui causerait une erreur à l'origine des mesures. Pour de l'eau chassée par une pression d'une atmosphère, l'échauffement serait de 0°,024 (il y a là un moyen très exact de mesurer l'équivalent mécanique de la calorie) : il convient donc de ne pas dépasser une pression de 40 centimètres d'eau, correspondant à un échauffement de 0°,001. Cette précaution est particulièrement utile si l'on désire vérifier qu'il n'y a, par le mélange de deux liquides, aucun dégagement de chaleur : ou mesurer au contraire ce dégagement dans le cas où il se produit.

Le mélange une fois effectué, on suit la marche de la réaction en observant le thermomètre et notant de temps en temps la température (1). Il faut noter en même temps celle du thermostat, qui n'est généralement pas assez constante pour qu'on puisse se dispenser de l'observer.

5. Calcul de l'expérience. — La partie expérimentale étant ainsi réduite à un minimum, il faut interpréter les résultats, et la première

(1) Il est bon de s'assurer qu'il ne se produit pas, au cours de l'expérience, de variations brusques de la pression atmosphérique : certains thermomètres, à réservoir mince, sont très sensibles à ces variations.

opération consiste à leur faire subir les corrections nécessitées par les échanges de chaleur entre l'intérieur du tube calorimétrique et le thermostat. Ces corrections seraient presque négligeables si la durée de l'expérience était de quelques minutes : même avec un volume très petit de liquide (35 centimètres cubes), elles n'atteindraient en effet que 1/150 de l'élévation observée, pour une durée de cinq minutes, et seraient plus faibles encore pour des volumes plus grands. Elles ne sont plus négligeables si l'expérience dure plusieurs heures : il peut même arriver que la correction soit beaucoup plus forte que l'élévation observée ; toutefois il vaut mieux éviter qu'il en soit ainsi.

L'expérience montre que le refroidissement du tube contenant de l'eau un peu plus chaude ou un peu plus froide que celle du thermostat se fait très exactement, comme on pouvait s'y attendre, suivant une loi exponentielle : c'est-à-dire que la perte de chaleur est proportionnelle, comme le veut la loi de Newton, à l'excès de température. Si θ est cet excès, on aura donc :

$$\theta = \theta_0 \cdot 10^{-kt}.$$

Les nombres calculés avec cette formule diffèrent rarement des nombres observés d'une quantité supérieure à l'erreur possible du thermomètre. Malheureusement celle-ci, pour une mesure isolée, est considérable, car, pour des variations aussi lentes, la descente du mercure, au lieu de se faire d'une façon continue, se fait par une série de saccades dont l'amplitude est de plusieurs millièmes de degré : généralement 0°,004 à 0°,005, quelquefois 0°,008. On peut, comme on sait, diminuer ces sauts en donnant de petites secousses au thermomètre ; mais le tracé des courbes montre que l'amélioration n'est pas considérable et que les saccades s'atténuent seulement un peu. Toutes ces difficultés sont bien connues de ceux qui ont l'expérience de la cryoscopie ou de la calorimétrie. Il y a du reste à cet égard de grandes différences d'un thermomètre à l'autre, et celui dont j'ai dû me servir, de construction ancienne, m'a semblé particulièrement mauvais. Voici quelques-uns des nombres obtenus :

1. Tube de 35^{cm^3}, T = 12°, $k = 0,000900$.

Minutes	θ obs.	θ calc.	diff.
0	0,833	0,829	— 4
18	802	799	— 3
127	638	638	0
182	569	569	0
238	508	507	— 1
301	447	445	— 2

2. Le même tube, $T = 24^\circ,5$, $k = 0,00111$.

Minutes	θ obs.	θ calc.	diff.
0	1,107	1,107	0
32	1,018	1,020	+ 2
164	0,734	0,727	— 7
226	623	620	— 3
274	553	548	— 5
390	407	407	0

3. Ballon de 130 cm³, $T = 24^\circ,5$, $k = 0,000637$.

Minutes	θ obs.	θ calc.	diff.
0	1,010	1,010	0
32	0,963	0,964	+ 1
55	929	932	+ 3
161	799	797	— 2
213	737	739	+ 2
283	666	667	+ 1
355	599	600	+ 1
412	552	552	0

Dans tous les cas, on peut compter que le coefficient k est connu à un centième près.

Ainsi le refroidissement est exponentiel, *dans les limites des mesures*. Nous admettrons par extrapolation que la même loi se vérifie pour des écarts de température beaucoup plus faibles que ceux qui permettent de suivre la marche du refroidissement (plus de 0°,4). On ne peut songer, en effet, à faire la même étude pour des écarts inférieurs à 0°,1, car le refroidissement est si lent qu'il faudrait espacer les lectures d'une demi-journée pour pouvoir répondre du vingtième sur la valeur de k ; et c'est, par suite, faire une hypothèse que d'appliquer alors le même coefficient de refroidissement. Une discussion plus approfondie montre que cette hypothèse, *théoriquement inexacte* (voir note 4), est, en réalité, suffisamment approchée, et que nous pouvons considérer le refroidissement comme proportionnel à chaque instant à l'excès de température intérieure.

La formule qui donne le refroidissement étant

$$\theta = \theta_0 \,.\, 10^{-kt},$$

on a :

$$\theta\Delta = -\, k\theta \mathrm{L} \,.\, 10 \,.\, \Delta t = -\, \mathrm{K}\theta\Delta t,$$

c'est-à-dire que, t étant évalué en minutes, pour un excès de température de 1°, la perte de température par minute sera :

$$\mathrm{K} = k\mathrm{L} \,.\, 10 = 2,30k.$$

Nous pouvons admettre (c'est l'hypothèse qui sert de base à tous

les calculs de corrections en calorimétrie) que cette perte est la même quand, au lieu de se refroidir, le tube s'échauffe : qu'elle ne dépend, en d'autres termes, que de l'état *actuel* du système et non du chemin suivi pour y arriver (voir note 4). Elle est proportionnelle à la fois à l'excès de température du tube sur le thermostat et au temps : si

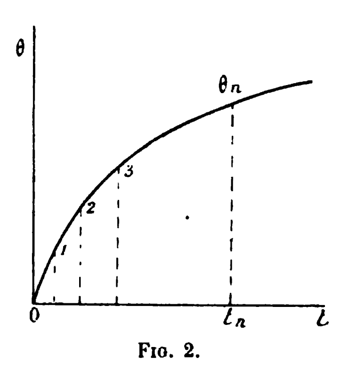


Fig. 2.

donc nous traçons une courbe (*fig.* 2) ayant pour abscisses les temps en minutes, pour ordonnées les excès en degrés, la correction à appliquer au nombre θ_n lu à un moment quelconque t_n, pour le ramener à ce qu'il serait si les pertes de chaleur étaient nulles depuis l'origine, est

$$2,30k \times \text{aire } 0\theta_n t_n,$$

en supposant, du moins, la chaleur spécifique constante, comme elle le sera toujour sen pratique. Comme, en réalité, on n'a pas une courbe, mais des points 1, 2, 3, n de cette courbe, on fera la correction pour chaque intervalle en admettant que l'excès moyen est la moyenne des deux excès au commencement et à la fin de l'intervalle. L'erreur ainsi commise est insensible dès qu'il y a sur la courbe au moins 5 points à peu près régulièrement disposés. Ce calcul étant extrêmement simple, je n'insiste pas davantage, si ce n'est pour montrer l'ordre de grandeur des corrections ainsi déterminées.

Pour le tube dont je me suis servi le plus souvent, et dont la capacité était de 35 centimètres cubes, la constante k était égale à 0,0011 environ. Donc :

$$2,30k = 0,00253.$$

Pour une durée d'expérience de *une heure* et un excès moyen de 0°,1, on a donc :

$$\text{aire } 0\theta_n t_n = 60 \cdot 0,1 = 6.$$

La correction sur le dernier nombre lu sera :

$$6 \, . \, 0{,}00253 = 0^{\circ}{,}0152,$$

connue à moins de 0°,001 près.

Plus généralement, si la réaction se fait suivant une forme voisine de l'exponentielle, c'est-à-dire beaucoup plus rapidement au commencement qu'à la fin (ce qui est le cas le plus général), et si la durée des observations est de n heures, l'élévation finale de température étant θ, la correction finale, pour un tube semblable au mien, sera voisine de :

$$0{,}1 n\theta,$$

soit d'autant de dixièmes que l'observation aura duré d'heures. L'incertitude de la correction, si l'on ne détermine pas spécialement le coefficient de refroidissement[1], sera inférieure à :

$$0{,}005 n\theta,$$

soit $\frac{1}{100}$ pour une durée de deux heures. Si l'on prend la peine de redéterminer le coefficient k, cette erreur tombera à :

$$0{,}001 n\theta,$$

ou $\frac{1}{100}$ pour *dix heures ;* tous ces nombres devant être diminués encore *de moitié* si l'on opère dans un ballon de 100 centimètres cubes. On voit donc la possibilité d'aborder thermiquement l'étude de réactions *extrêmement lentes*. On peut, d'ailleurs, diminuer notablement encore l'importance de la correction (voir note 8).

Une fois en possession des nombres corrigés donnant les quantités de chaleur dégagées à chaque instant, il reste à interpréter ces nombres. Or ils représentent aussi, comme nous avons vu, les quantités de matières transformées. On obtient donc directement la loi de la transformation : il ne reste plus, dans chaque cas particulier, qu'à vérifier que cette loi est bien celle que l'on prévoyait, ou à rechercher, si on ne le sait pas d'avance, par quelle formule elle s'exprime. C'est là un problème d'un ordre tout différent et sur lequel il n'y a pas lieu d'insister ici.

6. Exemples. — Voici les nombres relatifs à une catalyse d'eau oxygénée dans une solution d'hydrate ferrique :

---

(1) Voir note 2.

Minutes 1	$\theta =$ 0	
3	62	$c =$ 0,0163
6	146	161
14	327	158
25	510	162
44	695	170
71	796	157

Les valeurs de c, constante de la réaction du premier ordre, ont été calculées pour chaque intervalle : elles ne diffèrent pas de plus de $\frac{1}{20}$ de la valeur moyenne 0,0165. Il ne peut pas y avoir de doute que la réaction est du premier ordre.

Un deuxième exemple est relatif à la saponification, par un excès de potasse, d'une solution diluée d'acétate d'éthyle :

Minutes 5,6	$\theta =$ 98	$c =$ 0,0118
11,6	152	120
18,6	186	118
33,6	223	117
41,6	232	112
52,6	239	103

La réaction se fait théoriquement ici suivant la formule :

$$\log \frac{(b - x)\, a}{(a - x)\, b} = c\,(a - b)\, t,$$

a étant la quantité de potasse; b, la quantité d'éther au début; x, celle qui est transformée au temps t; c, une constante. Les valeurs ici sont calculées de l'origine au temps t : on voit que la constance en est satisfaisante, sauf tout à fait à la fin quand il ne reste presque plus d'éther. Le facteur $(b - x)$ est alors très petit, et la moindre erreur sur sa valeur se traduit par une différence notable sur le coefficient k. En tout cas aucune autre méthode ne donnerait, avec une égale facilité, des résultats meilleurs.

NOTES.

1. Grandeur de l'échauffement admissible. — On peut faire, à la méthode que je viens d'exposer, quelques objections théoriques.

Le mode de calcul suppose, tout d'abord, que la chaleur spéci-

fique du mélange est indépendante de la température dans les limites entre lesquelles on opère. Pour l'eau pure, cette constance est réalisée ; en effet, d'après tous les expérimentateurs [1], la chaleur spécifique de l'eau ne varie pas de $\frac{1}{1\,000}$ de sa valeur entre 20° et 25°. Il en sera encore ainsi si nous opérons avec des solutions aqueuses diluées, et, même avec des liquides autres que l'eau, il ne semble pas qu'en aucun cas la variation de chaleur spécifique, pour des différences de quelques dixièmes de degré, soit de nature à fausser les mesures.

La chaleur de réaction n'est pas non plus constante avec la température ; mais, dans les conditions où nous nous plaçons, la variation est encore insensible.

Il n'en est pas de même de la variation de la constante de réaction ; celle-ci, au contraire, est très gênante, et oblige à réduire à quelques dixièmes de degré l'échauffement du liquide dans le tube calorimétrique.

En effet, lorsque nous écrivons une formule de réaction, telle que celle que nous avons déjà rencontrée :

$$\log \frac{(b-x)a}{(a-x)b} = c(a-b)t,$$

nous supposons implicitement que la température reste constante : ce n'est qu'à cette condition que le nombre c est lui-même constant. Or, dans notre méthode, cette condition n'est justement pas remplie. Il en résulte que, si le mélange s'échauffe, la vitesse de réaction croît : on trouvera pour c des nombres plus forts à la fin qu'au commencement, et la loi véritable de la transformation pourra s'en trouver masquée.

Les constantes de réaction varient presque toutes avec la température suivant la loi :

$$c_t = c_0 \cdot 10^{at}.$$

Le rapport de leurs valeurs, pour des températures différant de 10°, est en général compris entre 2 et 4 [2], très exceptionnellement plus grand que 4.

---

(1) Tables de Landolt et Börnstein.

(2) VAN'T HOFF, *Leçons de Chimie physique*, t. I, p. 230.

Par suite, pour une élévation de température de 1°, *c* sera multiplié par un facteur compris entre $\sqrt[10]{2}$ et $\sqrt[10]{4}$:

Pour 1°, *c* multiplié par 1,07 à 1,15;
0°,2, — 1,014 à 1,03;
0°,1, — 1,007 à 1,014.

Ces nombres diffèrent sensiblement de l'unité. C'est là une difficulté. Il est facile de la résoudre en déterminant directement la variation de la vitesse de réaction avec la température ; mais cela même n'est pas nécessaire, et, à moins qu'on ne cherche une grande précision, on pourra se dispenser de toute correction en faisant en sorte que l'élévation de température ne dépasse pas 0°,2. Il serait évidemment très souhaitable de pouvoir la prendre de 0°,1 seulement ; mais il n'y faut pas compter, si l'on doit se servir du thermomètre à mercure, dont les erreurs atteignent au moins 0°,002 : on perdrait en exactitude de ce côté plus qu'on ne gagnerait de l'autre. En pratique, on obtient de très bons résultats avec 0°,2 ou 0°,3, en s'attendant à voir augmenter *k*, du commencement à la fin, de 1 à 3 centièmes.

Il n'y a pas beaucoup de lois physico-chimiques que l'on puisse vérifier avec une approximation aussi grande.

2. Valeurs du coefficient *k*. — Le coefficient de refroidissement *k* est variable d'un tube à l'autre, même à dimension égale et pour des tubes venant de chez le même constructeur. Il y a évidemment avantage à en choisir un pour lequel *k* soit le plus petit possible, la capacité en étant déterminée par les autres conditions de l'expérience.

Pour un même tube, le nombre *k* est d'abord variable avec le volume de liquide sur lequel on opère. Les expériences de refroidissement destinées à en fixer la valeur ayant chacune une durée de plusieurs heures, il faut éviter le plus possible d'avoir chaque fois à effectuer cette mesure, et il y a lieu d'examiner tout d'abord s'il n'est pas possible de déterminer *une fois pour toutes* le nombre *k*. La réponse à cette question devra être cherchée expérimentalement pour chaque tube, puisqu'ils ne sont pas identiques ; cependant tous ont des propriétés semblables et reproduiront à peu près les phénomènes que j'ai observés sur celui dont je me suis servi : les résultats que je vais donner peuvent donc être considérés comme s'appliquant à tous ces tubes.

Dans le cas du tube cylindrique, la variation avec le volume du

liquide employé est assez faible :

Volume	k
25 cm³	0,00107
30	105
35	111
40	121

Ces résultats sont assez imprévus, car, à égalité de surface de refroidissement, c'est pour le volume *maximum*, c'est-à-dire quand la capacité calorifique est la plus grande, que le refroidissement est *le plus rapide*. Cela tient à ce que, quelque faible que soit la conductibilité du caoutchouc qui forme le bouchon, une fraction très appréciable (probablement plus du tiers) de la chaleur perdue passe par ce bouchon. Mais elle doit, auparavant, traverser la couche d'air isolante qui le sépare du liquide. Or, quand la quantité de liquide est grande, cette couche est mince ; quand, au contraire, elle est petite, le matelas d'air plus épais diminue les pertes de chaleur (1). Grâce à cette compensation, il est inutile de s'astreindre à mesurer exactement le volume de liquide employé, ou à employer toujours le même. En adoptant, pour des volumes compris entre 25 et 35 centimètres cubes, le coefficient $k = 0,00108$, on ne commettra qu'une erreur de 1/30 au plus. Une compensation analogue devant s'établir pour d'autres tubes du même type, on voit que la redétermination de k après chaque expérience sera, en général, inutile.

La constante k varie avec le temps, mais entre d'assez faibles limites, *à condition qu'on n'expose pas le tube à des températures trop différentes de celle du thermostat.* Voici les nombres observés :

Janvier	1907....	$k = 0,00098$	
Mars	—	0,00105	après un séjour dans l'eau chaude
Mai	—	0,00099	
Décembre	—	107	
Mars	1908....	104	

Une détermination suffira donc pour toute une série d'expériences, à moins qu'elle ne dure plusieurs mois.

L'influence de la température du thermostat est aussi très faible.

(1) J'ai vérifié que l'on retrouvait bien les résultats expérimentaux en calculant le refroidissement d'après la conductibilité de cette couche d'air et de celle du bouchon, toutes deux beaucoup plus grandes que celle du vide argenté.

Pour un même volume d'eau, j'ai trouvé :

A 12°................................	$k = 0,00090$
24°................................	0,00111

ce qui correspond à une variation de moins de $\frac{1}{50}$ pour une différence de 1°. Il est avantageux d'opérer à basse température : il est probable, vu le mode de construction des tubes, qu'à une température plus élevée ils perdraient une grande partie de leur pouvoir isolant.

En résumé, nous voyons que, au point de vue de la constante de refroidissement, chaque tube peut être traité comme une liqueur titrée, que l'on vérifie de loin en loin sans s'astreindre à le faire chaque fois qu'on doit s'en servir. Une seule précaution est à prendre : il faut que le bouchon soit enfoncé toujours *de la même quantité* pour que les conditions du refroidissement soient invariables. En général, pour des raisons géométriques évidentes, et aussi en raison des pertes par l'ouverture, le refroidissement d'un ballon sphérique est plus lent que celui d'un tube cylindrique. Le ballon est donc préférable dans les recherches les plus exactes. Son seul inconvénient est de demander un volume de liquide plus grand. Le coefficient k étant, pour un tube de 35 centimètres cubes, 0,0011, est pour un ballon de 100 centimètres cubes du même fabricant 0,0006, soit sensiblement la moitié.

3. Constance du thermostat. — J'ai dit plus haut qu'il fallait dans chaque expérience, en plus de la température intérieure du mélange en réaction, noter celle du thermostat, qui n'est souvent pas suffisamment constante.

Il est possible de régler un thermostat, même de petites dimensions (10 litres), à une température très régulière, ne s'écartant pas de la moyenne de plus de 0°,003 pendant six heures consécutives. Mais il suffit de l'ouverture d'une fenêtre, ou d'un échauffement rapide de l'air de la salle, pour que les oscillations deviennent dix fois plus grandes. Or, en supposant que pendant vingt minutes la température s'abaisse ou s'élève de 0°,05, il en résultera une erreur sur la correction de 0°,0025 dans le cas où nous nous plaçons. Une pareille erreur est déjà sensible. Il est donc prudent de s'assurer du fonctionnement du thermostat. Il est, du reste, très facile de tenir compte de ces inégalités, pourvu qu'elles se produisent lentement. Enfin, la température *moyenne* du thermostat devra être connue à quelques

millièmes de degré près, une erreur de 0°,001, pour une expérience durant six heures, se traduisant par une erreur de 0°,0009 sur la correction. Il y a encore de ce côté, comme on le voit, avantage considérable à employer un vase pour lequel le coefficient k soit le plus petit possible ; si on pouvait le rendre dix fois plus petit, la température du thermostat deviendrait presque indifférente.

4. Refroidissement par l'orifice. — Nous avons vu que le refroidissement spontané se faisait, pratiquement, suivant une formule exponentielle. Il est facile de montrer que ce n'est qu'une première approximation. Si le corps qui se refroidit était à une température uniforme dans tout son ensemble, la loi serait rigoureuse : mais ici une partie appréciable de la chaleur passe par le bouchon qui ferme le tube et qui forme un système à température intermédiaire; ce bouchon a une capacité calorifique non négligeable, qui doit intervenir dans le calcul et complique la forme exponentielle de la courbe de refroidissement [1].

Lorsque les variations de température sont lentes, il n'en résulte aucune perturbation mesurable. En effet, pour des écarts de température de 1°, nous avons vu que le refroidissement *spontané* se fait exponentiellement, à la vitesse de 0°,003 par minute environ, c'est-à-dire que la perte de chaleur est bien proportionnelle à la différence des températures intérieure et extérieure à moins de 1/50 près. Il en est encore évidemment de même lorsque, au lieu du refroidissement spontané, nous avons un échauffement produit par une réaction intérieure, pourvu que la vitesse du thermomètre *soit la même*. Ainsi, si, par suite de la réaction, la température ne monte pas de plus de 0°,003 par minute, l'effet de la perturbation signalée ne dépassera pas le 1/50 de la correction. Admettons qu'elle devienne égale au dixième pour un échauffement cinq fois plus rapide (0°,015) et supposons que cet échauffement se maintienne pendant dix minutes; il sera, du commencement à la fin, de 0°,15; la correction sera

$$10 \times \frac{0,15}{2} \times 0,0025 = 0^{\circ},002,$$

et l'erreur

$$0^{\circ},0002,$$

[1] Il n'en serait plus ainsi si à chaque instant la distribution des températures à l'intérieur du bouchon était une distribution d'équilibre correspondant à un état permanent. Une pareille distribution ne peut être réalisée ici, la face intérieure du bouchon étant à une température constamment variable.

c'est-à-dire absolument insensible. Il est vrai que peut-être cette perturbation augmente beaucoup plus vite que la vitesse d'échauffement et non proportionnellement, comme nous l'avons supposé : mais elle pourrait grandir beaucoup avant de devenir sensible, et d'ailleurs le calcul a été fait dans un cas extrême : car, l'élévation totale de température étant de 0°,2 à 0°,3 pendant toute l'expérience, il n'arrivera jamais qu'elle soit de 0°,15 en dix minutes.

Si l'on emploie, au lieu d'un tube cylindrique, un ballon à col étroit, les irrégularités seront encore au moins dix fois plus faibles, la masse d'eau étant trois fois plus grande, celle du bouchon trois fois plus petite, et le refroidissement en général deux fois plus lent. Il restera cependant préférable d'éviter les variations brusques de température, surtout au début.

5. Inégalités de température. — On peut se demander aussi si la température est uniforme dans tout le vase calorimétrique, qui *n'est pas agité* (pour ne pas nuire à la régularité du refroidissement), et, dans le cas où il y aurait entre deux points une différence permanente de température, quelle en serait l'importance.

Remarquons, d'abord, qu'il est facile de faire que le réservoir du thermomètre occupe presque toute la hauteur du liquide : la plupart des thermomètres calorimétriques ont un réservoir suffisamment long. On observera donc la température *moyenne* du liquide. Au point de vue des corrections à faire, c'est la seule qui importe : car la distribution intérieure des températures est la même à l'échauffement et au refroidissement, à moins que, par suite de la réaction, il ne se produise des différences locales plus considérables et tendant à s'accroître au lieu de s'atténuer, en raison d'une accélération de la réaction.

Celle-ci sera toujours, en effet, plus rapide dans les points les plus chauds ; mais il est facile de voir que son avance sera inappréciable. Pour une différence de 0°,1, le rapport des vitesses de réaction sera, comme nous l'avons vu, compris entre 1,007 et 1,015. En prenant le nombre le plus élevé, faisant la supposition, tout à fait invraisemblable, qu'au début de l'expérience il y aura, entre deux points, cette différence de température de 0°,1, et qu'il n'y aura ultérieurement entre eux aucun échange de chaleur, on trouve que, pour une réaction qui serait à moitié terminée en une heure, au point le plus froid, avec un échauffement de 0°,1, au bout du même temps l'échauffement au point le plus chaud serait de 0°,1016, c'est-à-dire

que la différence entre les températures des deux points aurait augmentée de 0°,0016 seulement. Il n'y a donc pas à craindre que la réaction s'emballe en un point déterminé.

D'autre part, dans le tube abandonné au refroidissement spontané, il ne peut pas se produire de différence de température considérable. Le refroidissement se fait en effet à la fois par la surface et par les parois, c'est-à-dire sur tout le pourtour de la masse liquide : les mouvements de convection sont très lents et la conductibilité suffit à uniformiser la température. Connaissant la perte de chaleur, qui est de 0,11 calorie par minute pour une surface de 70 centimètres carrés, et prenant pour la conductibilité de l'eau la valeur 0,0012, il est facile de se rendre compte de la chute de la température dans le liquide près de la surface de refroidissement : pour une différence de température de 0°,2 entre le tube et le thermostat, on trouve 0°,005 par centimètre. Le rayon du tube étant $1^{cm},2$, on voit qu'il n'y aura certainement pas une différence de 0°,01 entre l'axe et les bords. Cette différence ne peut avoir aucun effet sur les vitesses de réaction. *Les résultats sont donc absolument indépendants des inégalités de température dans le tube.*

6. Retard du thermomètre. — La paresse du thermomètre, qui met toujours un certain temps (d'ailleurs très variable d'un instrument à l'autre) à se mettre en équilibre avec le milieu ambiant, est ici particulièrement gênante. On peut chercher à la corriger d'après le procédé indiqué par Richards, Henderson et Forbes (1), en établissant le rapport qui existe entre la vitesse de montée du thermomètre à un instant donné et son retard au même instant. Mais les nombres ainsi obtenus sont très variables suivant qu'on agite ou non le thermomètre dans le liquide.

Il est bien préférable de déduire cette donnée de la marche du thermomètre pendant les deux premières minutes. En effet, nous n'étudions ici que des réactions assez lentes pour donner, pendant les premières minutes, des élévations de température identiques. A la fin de la première et à la fin de la deuxième minute, le retard du thermomètre sera le même : la différence des deux lectures donnera l'échauffement réel. En le comparant à l'échauffement observé pendant la première minute, on aura le retard du thermomètre, ce qui permettra de calculer les corrections pour le reste de l'expérience en

(1) *Zeit. physik. Ch.*, t. LII, p. 551 ; 1905.

admettant la proportionnalité des retards aux vitesses. Cette proportionnalité n'étant pas rigoureuse, il conviendra de ne pas dépasser la vitesse d'ascension de 0°,01 par minute : le retard est alors, pour un thermomètre Baudin, de 0°,004 en moyenne environ et l'erreur possible inférieure aux erreurs de lecture. Une réaction exponentielle donnant au début un échauflement de 0°,01 par minute, et en tout 0°,20, est achevée à moitié après quinze minutes : or il n'y a guère de procédé qui permette de suivre une réaction assez vive. La méthode thermochimique n'est donc pas, en cela, inférieure aux autres.

7. Vérification expérimentale de la méthode de calcul des corrections. — Enfin, pour lever les derniers doutes sur la légitimité de la méthode employée pour calculer les corrections, voici les résultats de deux expériences ayant consisté à intervertir le même poids de sucre, dans des conditions aussi différentes que possible.

Dans la première, l'échauffement observé, a été 0°,027, la correction + 0°,131, la durée onze heures : il y avait, dès l'origine, un *excès* de température de 0°,110, et les corrections ont été 5 fois plus fortes que l'effet principal.

Dans la seconde : échauffement observé, 0°,199 ; correction, — 0°,025 ; durée, huit heures : la température initiale était *trop basse* de 0°,180, et les corrections ont été très faibles (voir note suivante).

L'interversion de 1 gramme de sucre dégage, en calories :

D'après la première expérience	13,9
— seconde —	14,1

Ces nombres sont pratiquement identiques. Les réactions ont été très lentes, les vitesses d'échauffement maxima 0°,003 et 0°,002 par minute.

8. Diminution de la correction. — Il est possible, dans un grand nombre de cas, de diminuer beaucoup l'importance de la correction de perte de chaleur. Il suffit pour cela de choisir la température initiale de façon que la température *finale* soit égale à celle du thermostat. De cette façon les plus grands écarts de température se produisent au début et non à la fin de l'expérience, et comme, au début, la réaction se fait en général beaucoup plus vite, ces écarts se maintiennent moins longtemps, et les corrections sont beaucoup plus faibles. Il est vrai qu'il est très difficile d'obtenir l'égalité exacte entre la température finale et celle du thermostat : mais il suffira de

s'en rapprocher pour que les corrections tombent, par exemple, à la moitié ou au tiers de leur valeur.

On peut y arriver par deux moyens : soit en introduisant le mélange dans le tube à double paroi, avant qu'il soit échauffé au degré du thermostat; soit, ce qui est plus facile, en laissant le thermostat se refroidir au degré voulu, mettant l'opération en train et laissant ensuite le thermostat se réchauffer. Dans l'un et dans l'autre cas, on aura une perturbation à l'origine, le réchauffement ne se faisant pas dans les conditions normales ; on pourra donc s'attendre, pour les premiers nombres, à quelques irrégularités de l'ordre du millième de degré. Mais, si l'on désire observer surtout la fin de l'opération, le procédé permettra de la suivre avec une beaucoup plus grande précision.

Il faut seulement remarquer que, au début de l'opération, le système tend à se réchauffer spontanément et non plus à se refroidir. Ce réchauffement se fait encore suivant une exponentielle; mais la constante n'est plus la même. Soit k la constante de refroidissement, k' la constante de réchauffement; j'ai trouvé :

Tube de 35 centimètres cubes.....	$k = 0{,}00102$	$k' = 0{,}00096$
Ballon de 100 centimètres cubes..	$0{,}00062$	$0{,}00060$

La différence est probablement attribuable à la convection par l'air entre le liquide et le bouchon. Quoi qu'il en soit, les deux couches de refroidissement et de réchauffement ne se raccordent pas comme il semblerait qu'elles dussent le faire, et il en résulte une incertitude sur le coefficient à appliquer, dans le cas de très faibles différences de température de l'un ou de l'autre sens.

La différence est assez faible $\left(\frac{1}{17} \text{ et } \frac{1}{30}\right)$ pour pouvoir être pratiquement négligée : on prendra le coefficient moyen, qui n'est certainement pas inexact de plus de $\frac{1}{34}$ et $\frac{1}{60}\cdot$ Avec le ballon, pour un excès de 0°,1 maintenu pendant dix heures, la correction est :

Avec k....................................	0°,0842
k'....................................	0°,0814
$\frac{k+k'}{2}$....................................	0°,0828

L'erreur, avec le coefficient moyen, est inférieure à 0°,0015 en tout

cas. Elle est, en valeur absolue, trois fois plus grande pour le tube : il y a donc encore ici avantage à l'abandonner pour des recherches de précision.

MESURES ABSOLUES. — La même méthode est évidemment applicable, sans aucune modification, aux mesures de calorimétrie pure, c'est-à-dire aux déterminations de chaleurs totales de réactions, qu'elle rend possibles pour de très petits volumes de liquides.

La seule difficulté qu'elle présente est dans la détermination de la valeur en eau du vase calorimétrique, détermination qui n'est pas possible ici par les procédés ordinaires. On peut l'effectuer en produisant, dans le tube, une réaction dégageant une quantité de chaleur connue : par exemple, en y catalysant un poids déterminé d'eau oxygénée pure (Perhydrol de Merck), dont la chaleur de décomposition est de 21^{cal},7 d'après Berthelot.

On peut encore déterminer cette valeur d'après les dimensions géométriques du vase. L'épaisseur des parois peut être déterminée en mesurant la distance entre une pointe appliquée à la surface du verre et son image par réflexion dans la couche argentée : l'erreur commise ne dépasse pas 20 0/0. Pour un ballon contenant 100 centimètres cubes d'eau, une erreur de 10 grammes sur le poids du ballon intérieur correspondrait à une erreur de 2 0/0 sur la capacité calorifique totale : il ne serait donc pas très difficile de connaître cette capacité à 1 0/0 près.

Les deux procédés donnent des résultats suffisamment concordants : pour le tube, avec 35 centimètres cubes d'eau, j'ai trouvé :

Par les dimensions.....................	42 grammes
Par la décomposition de H^2O^2............	41 —

Je n'ai pas fait la comparaison pour le ballon.

RÉSUMÉ.

La discussion des causes d'erreur, que nous venons de faire, montre que, pour des réactions de durée comprise entre une heure et dix heures, et produisant une élévation de température comprise entre 0°,2 et 0°,3, il sera possible d'avoir à tout moment la température corrigée (celle que l'on observerait si le système était thermiquement isolé) avec une erreur maxima de :

0°,005	pour un volume de	30	centimètres cubes ;
0°,003	—	100	—

Les nombres représentant les constantes de réaction seront constants à :

4 0/0 près pour 30 centimètres cubes;
2 0/0 — 100 —

Les mesures absolues seront exactes à :

5 0/0 près pour 30 centimètres cubes;
2,5 0/0 — 100 —

Ces nombres sont fixés, d'ailleurs, beaucoup plus par les imperfections du thermomètre à mercure que par un vice essentiel de la méthode. L'emploi d'un thermomètre à résistance de platine, du modèle de ceux que l'on emploie en calorimétrie ordinaire, et donnant le millième de degré, permettrait soit une précision plus grande, soit l'extension de la méthode à des réactions plus rapides ou plus lentes encore (plusieurs jours).

D'autre part, on obtiendrait aussi des résultats meilleurs en réduisant autant que possible, par une construction appropriée, l'orifice du ballon — par exemple en disposant des tubes concentriquement, — ou bien en prenant, au lieu d'un double ballon, un ballon à triple paroi argentée, comme il s'en trouve déjà dans le commerce. Telle que je l'ai décrite, la méthode m'a rendu de grands services dans une étude qui ne demandait pas une grande précision, et je n'ai pas cherché à la perfectionner : je ne crois pas qu'on puisse le faire sans adopter l'une ou l'autre des deux améliorations que je viens d'indiquer.

Applications. — Il n'existe presque aucune restriction à l'emploi de la méthode calorimétrique appliquée aux réactions lentes et aux réactions diastasiques. Tout d'abord, elle ne demande presque aucun appareil spécial, les tubes de d'Arsonval-Dewar étant d'un usage courant dans tous les laboratoires. Elle est applicable à toutes les températures, au besoin sous toutes les pressions, soit à la mesure des quantités de chaleur, soit à l'étude de la marche des réactions : tous les mélanges liquides peuvent être étudiés, même colorés, opaques ou troubles, quelle qu'en soit la complexité, même si ces mélanges ont des constituants volatils ou altérables à l'air. Enfin, la nature chimique particulière de la réaction étudiée n'intervient pas : elle peut être oxydante, réductrice, catalysante, hydrolysante, racémisante, etc..., *à la seule condition qu'elle dégage une quantité de chaleur appréciable.*

Les mesures sont bonnes quand l'échauffement total atteint 0°,2, c'est-à-dire quand le dégagement de chaleur est de 200 calories par litre, ou par molécule en solution normale. Or c'est là un chiffre extrêmement faible.

La neutralisation d'un acide par une base dégage....	14 000	calories [1]
La décomposition de l'eau oxygénée................	21 700	—
La saponification de l'éther acétique par la potasse..	12 000	—
L'hydrolyse du saccharose.........................	4 800	—
La multirotation du lévulose......................	— 800	— [2]
L'oxydation de l'aldéhyde en acide acétique.........	66 600	—
— de l'hydroquinone en quinone..........	29 000	—
L'hydrolyse de l'amidon $C^6H^{10}O^5$....................	420	— [2]
L'isomérisation réciproque de la pyrocatéchine, résorcine et hydroquinone...............	1 200, 1 500 et 2 700	—

Il faut noter cependant comme donnant des nombres plus petits :

La multirotation du maltose........	< 50	calories [2]
— du lactose.........	30	—
— du dextrose........	100	—

Encore faudrait-il être sûr que ces nombres sont exacts, ce qui semble peu probable, vu la difficulté des mesures d'après les anciennes méthodes, pour lesquelles je renvoie aux travaux de Brown et Pickering (*loc. cit.*), Berthelot [3], Petit [4], Bouffard [5], Brown [6]. Je rappellerai seulement que Berthelot a dû renoncer à mesurer directement les chaleurs de transformation des divers glucoses les uns dans les autres, *à peine supérieures aux erreurs d'expérience*, et que Brown, pour étudier la chaleur de fermentation du maltose, a employé un calorimètre formé d'une cuve de 60 hectolitres, recouverte d'une paroi de bois de 2^cm^,5 d'épaisseur. Malgré ces dimensions, il n'a pu obtenir qu'une précision probablement bien inférieure à celle que permet d'avoir un simple tube à double paroi de 30 centimètres cubes.

---

(1) Tables de Landolt et Börnstein.
(2) Brown et Pickering, *loc. cit.*
(3) *Ann. Ch. Phys.* (7), t. VII, p. 51.
(4) *Comptes Rendus*, **134**, p. 111 ; 1902.
(5) *Comptes Rendus*, **121**, p. 357 ; 1895.
(6) *Abstr. Chem. Soc.*, t. LXXX, p. 304 ; 1901.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LE PHÉNOMÈNE DE POLARISATION DANS LA SOUPAPE ÉLECTROLYTIQUE;

Par M. C. ATHANASIADIS.

Pour examiner l'influence de la température sur le courant de polarisation dans la soupape électrolytique possédant une électrode en aluminium, nous avons utilisé parmi les électrolytes ceux pour lesquels le phénomène de polarisation se manifeste le plus clairement, et surtout les solutions concentrées de K^3PO^4 ou Na^3PO^4 ou de tartrate double de K et Na, ou encore les solutions alcalines de phosphate d'ammonium (1) et de bichromate de potassium.

Appareil. — La cuve électrolytique était constituée par un vase rempli de liquide, et les électrodes étaient, l'une un bâton de charbon ayant un diamètre de 8 millimètres, et l'autre une lame d'aluminium de 2 centimètres de largeur. La cuve était chauffée convenablement, la température étant réglée par un thermostat. La différence de potentiel aux électrodes était réglée au moyen d'un rhéostat, de manière à pouvoir s'élever finalement au voltage de 115 volts, l'aluminium fonctionnant comme anode.

Mode d'observation. — Pour déterminer les changements d'intensité du courant sous différents voltages, nous avons fait usage de la méthode suivante. Nous avons changé périodiquement le sens du courant par un commutateur en rendant ainsi l'aluminium cathode ou anode et en augmentant progressivement la différence de potentiel entre les électrodes.

Au commencement, le courant passe de l'aluminium au charbon jusqu'à ce que la polarisation soit complète ; après cela on supprime la polarisation en renversant le sens du courant.

On diminue ensuite la résistance du circuit pour augmenter la différence de potentiel entre les électrodes et on mesure l'intensité en changeant chaque fois les pôles.

La force électromotrice de polarisation augmente d'abord à peu près proportionnellement au temps (2). Mais le temps nécessaire pour que le courant de polarisation atteigne une valeur fixe dépend de la différence de potentiel entre les électrodes, et il peut ainsi

(1) POLLAK, brevet allemand, 31 août 1898 ; — et BLONDIN, *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 2e série, t. I, p. 326 ; 1901.
(2) G. SCHULZE, *Ann. der Physik*, t. XX, p. 929; 1907.

atteindre 15-20 minutes et même plus. Quand, au contraire, l'aluminium devient pôle négatif, le courant prend très vite sa valeur permanente.

Il est difficile de maintenir fixe la température de l'électrolyte pendant la durée de l'expérience, parce qu'elle va en augmentant, surtout pour les intensités élevées du courant.

Les températures varient de 14° jusqu'à 90°, à peu près par 10°. Pour chaque température nous pouvons établir un tableau des valeurs correspondantes de l'intensité et de la différence de potentiel. Ainsi, par exemple, nous avons pour la solution de $Na^2NH^4PO^4$ sous la température de 40°, le tableau suivant :

$t = 40°$.

Al +		Al —		Al +		Al —	
Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts
0,022	69	0,053	2	0,080	108	0,900	6,5
0,030	75	0,080	2,1	0,090	110	1,280	8
0,040	80	0,116	2,5	0,091	112	1,490	9
0,044	85	0,150	3	0,102	113	1,850	11
0,050	89	0,200	3,2	0,103	115	3,100	15
0,060	100	0,410	4	0,101	115	4,150	19
0,072	105	0,670	5,5	0,103	116	4,370	21

Les courbes (*fig.* 1) montrent l'allure du phénomène pour la solution concentrée de $Na^2NH^4PO^4$. Les courbes I, II, III, IV, V, VI se

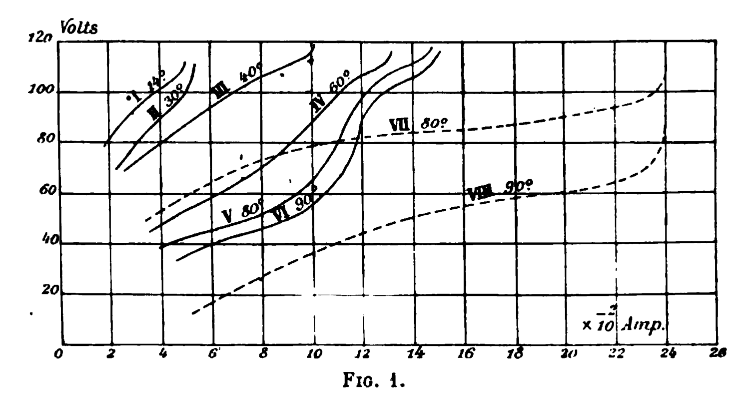


Fig. 1.

rapportent aux températures 14°, 30°, 40°, 60, 80° et 90°. Elles montrent la variation de l'intensité du courant sous des différences de potentiel atteignant 116 volts, l'aluminium fonctionnant comme anode.

Il résulte de ces courbes que la différence de potentiel nécessaire pour maintenir une intensité donnée du courant diminue à mesure que la température augmente. Le phénomène est attribué en partie à la diminution de la résistance du liquide — comme le démontre l'augmentation de l'intensité du courant, l'aluminium formant cathode — et principalement à la diminution du pouvoir isolateur de la couche d'oxyde d'aluminium qui provoque la polarisation [1].

Les courbes VII et VIII montrent l'allure du phénomène quand la mesure de la différence de potentiel et de l'intensité se fait aussitôt après le changement des pôles et avant la polarisation complète des électrodes.

Autres électrolytes. — Les mêmes phénomènes se manifestent avec d'autres électrolytes, mais l'intensité du courant de polarisation varie selon la nature de la substance en dissolution. Ainsi, par exemple, pour une solution de K^3PO^4 et pour des températures de 18 et 80°, nous avons les tableaux suivants :

$t = 18°$.				$t = 80°$.			
Al +		Al —		Al +		Al —	
Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts
0,009	100	0,052	5	0,0165	81	0,053	2
0,009	100	0,066	5,5	0,017	90	0,069	2,1
0,0095	104	0,077	6	0,018	94	0,081	2,3
0,010	110	0,130	6,5	0,020	102	0,146	2,5
0,010	110	0,148	7	0,030	108	0,390	3,5
0,010	114	0,310	8	0,035	110	0,850	5
0,011	116	0,650	11	0,062	113	1,22	6
0,011	116	1,200	14	0,061	114	2,02	7,5
0,011	116	1,650	16	0,063	115	3,25	11
0,011	116	2,450	19	0,062	117	4,4	15
0,011	117	4,250	26,5				

Il résulte de ces tableaux que le courant de polarisation dans cet électrolyte est plus faible que dans le $Na^2NH^4PO^4$.

Au contraire, pour l'alun à 90°, nous avons :

$t = 90°$.							
Al +		Al —		Al +		Al —	
Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts	Ampères	Volts
0,053	3,2	0,058	1,5	1,050	26,5	1,28	6
0,076	4,5	0,077	1,6	1,50	28	1,85	7,2
0,119	7	0,125	2	2,000	30,5	2,55	9,3
0,350	22	0,410	3	2,600	34	3,25	12
0,740	24	0,89	4,5	3,300	36	4,10	17,5

(1) BEETZ, *Wied. Ann.*, 2e série, p. 94 ; 1877 ; — et STREINTZ, *Wied. Ann.*, **32**, p. 106 ; 1887.

On voit que l'alun n'est pas un électrolyte convenable pour la soupape électrolytique.

Nous observons qu'on peut substituer à l'électrode de charbon une électrode de Pb, Cu, Fe, etc. ; mais, dans ce cas, l'oxydation du métal forme des produits secondaires d'électrolyse.

Remarquons, en outre, que les phénomènes de phosphorescence de l'électrode [1] d'aluminium, formant pôle positif, se manifestent mieux par l'augmentation de la température de l'électrolyte.

De plus, à partir de la température de 50°, il se forme des étincelles entre le liquide et l'aluminium sur la ligne de contact de la surface du liquide et de l'aluminium. En augmentant la température, ces étincelles deviennent plus nombreuses et forment enfin une ligne lumineuse.

Selon M. Berti [2], les étincelles apparaissent quand la différence de potentiel dépasse 150 volts, mais nous avons observé l'apparition des étincelles sous la tension de 90 volts à la température de 50° C.

Nous concluons de ces expériences que :

1° En augmentant la différence de potentiel des électrodes, l'intensité du courant de polarisation tend vers une valeur limite, qui dépend en outre de la température de l'électrolyte ;

2° Cette intensité limite du courant n'est pas la même pour les divers électrolytes ;

3° En général, la différence de potentiel produisant un courant d'une intensité définie dans la soupape électrolytique diminue quand la température de l'électrolyte va en augmentant.

SUR LA VARIATION DES LATITUDES ;

Par M. W. EBERT.

La vitesse de rotation de la Terre n'est soumise à aucun contrôle direct, parce qu'on se sert des angles parcourus pour régler les pendules.

Pour la contrôler, on n'a donc recours qu'à des procédés indirects,

---

(1) Braum, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 361 ; 1898.
(2) Berti, *l'Elettricista*, t. XII, p. 1 ; 1902.

comme, par exemple, l'étude du mouvement des satellites des grandes planètes.

C'est seulement le déplacement du pôle de rotation de la Terre qu'on peut observer directement.

I. — NOTIONS GÉOMÉTRIQUES.

Soit O le lieu d'observation (*fig.* 1), OZ la direction zénithale correspondante, donnée par la pesanteur, ou la verticale. Soit

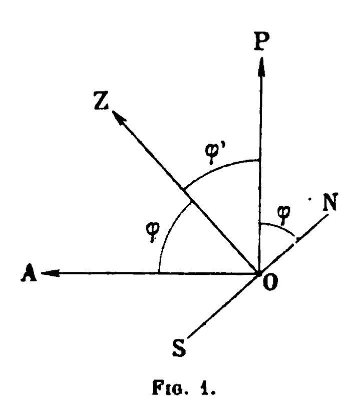


FIG. 1.

de plus OP la parallèle à l'axe de rotation instantané de la Terre. Alors le plan ZOP est ce qu'on appelle le méridien du lieu O. L'angle ZOP $= \varphi'$ est ce qu'on appelle la colatitude.

Le plan passant par O et perpendiculaire à l'axe de rotation OP est l'équateur céleste vu depuis le lieu O.

Ce plan coupe le méridien suivant la ligne OA ; on appelle l'angle ZOA la latitude φ du lieu, qui est ainsi égale à $90° - \varphi'$.

Le plan perpendiculaire à OZ, appelé horizon du lieu O, coupe le plan méridien suivant la ligne Nord-Sud (NOS), qui est perpendiculaire à OZ.

De là il résulte que la latitude φ est égale à la hauteur PON du pôle sur l'horizon.

Si la direction de l'axe de rotation OP subit de légères variations, il en est donc de même pour la latitude et la direction Nord-Sud.

Pour toute la Terre, voici comment les choses se présentent (*fig.* 2) :

Nous considérons l'ellipsoïde de rotation qui représente la surface

de niveau passant par le lieu d'observation O; le centre C de cet ellipsoïde est le centre de gravité de la Terre.

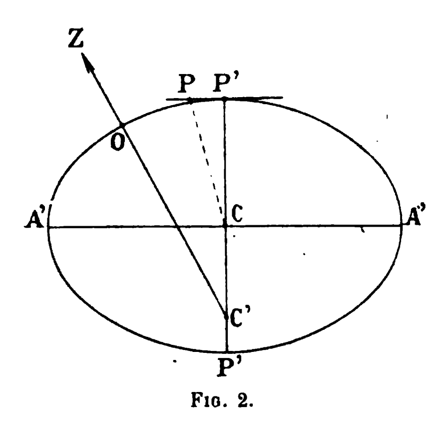


Fig. 2.

Soit A'P'A'P' un plan passant par O et le petit axe P'CP'.

La ligne OZ est normale à la surface de cet ellipsoïde, et elle coupe forcément P'CP'.

L'équateur de cet ellipsoïde coupant le plan de la figure en A'CA' représente une situation moyenne de l'équateur comme P'CP' représente une situation moyenne de l'axe de rotation de la Terre.

Si l'axe de rotation instantané CP s'écarte un peu de cette situation moyenne, il peut sortir du plan de la *fig.* 2. En ce cas, la colatitude n'est plus représentée dans la *fig.* 2.

Ce serait alors l'angle compris entre OZ et une parallèle à CP passant par O, comme nous avons défini l'angle φ' dans la *fig.* 1.

II. — Représentation graphique des résultats.

Pour représenter graphiquement la marche de l'axe de rotation instantané CP, on n'aurait qu'à faire passer un plan tangent par le pôle moyen P'. Alors les très petits angles PCP' sont représentés dans ce plan par la distance, variable en direction et en grandeur, du pôle de rotation instantané P au pôle moyen P'.

Il est aisé de se rendre compte que deux observatoires situés sur le même méridien subissent les mêmes variations de latitude à des infiniment petits du second ordre près. Il faut donc posséder les observations d'au moins deux observatoires de longitudes différentes

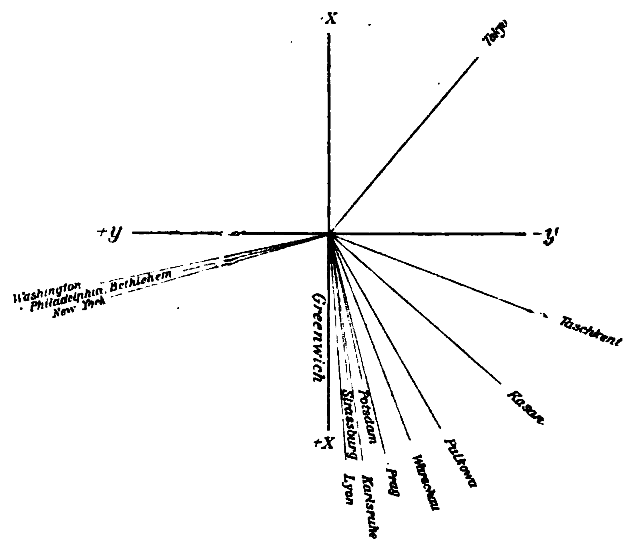

X
Tokyo
+y
-y
Washington
Philadelphia. Bethlehem
New York
Greenwich
Taschkent
Kasan
Pulkowa
Warschau
Potsdam
Strassburg
Prag
Karlsruhe
Lyon
+X

FIG. 3*a*.

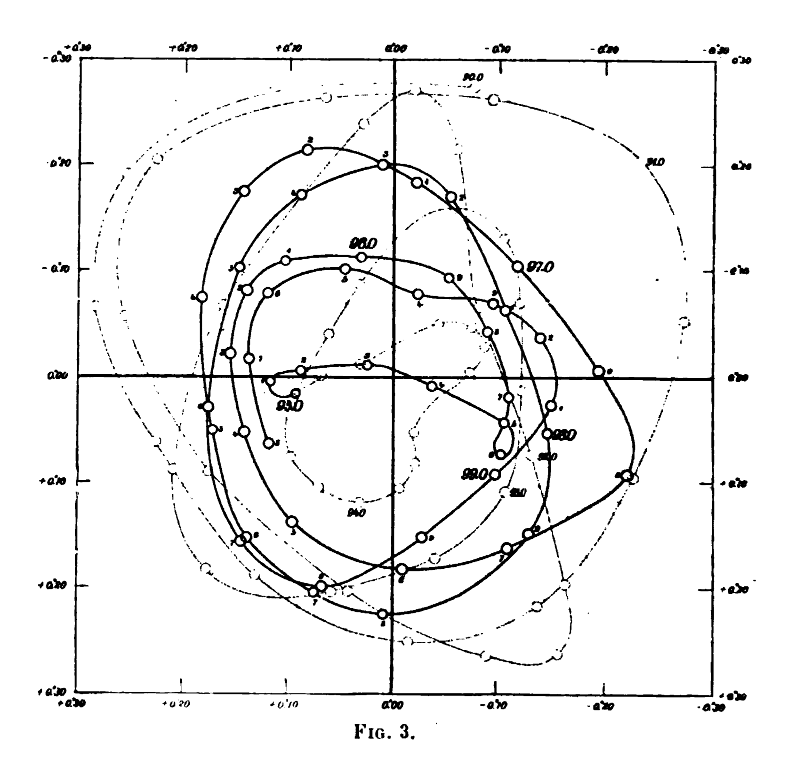

96.0
97.0
93.0
98.0
99.0
94.0
90.0
91.0

FIG. 3.

pour pouvoir tracer la courbe qui donne le mouvement du pôle de rotation instantané P autour du pôle moyen P′.

Il n'en serait plus de même si l'on avait un moyen sûr de contrôler les variations de la ligne nord-sud, comme le donnent les méthodes de Lœwy, si l'on dispose d'une mire invariable pendant des années. Alors les observations d'un seul observatoire suffiraient.

Les *fig.* 3 et 4 donnent, d'après M. Albrecht, le mouvement du pôle de rotation instantané de la Terre autour d'un pôle nord moyen depuis 1890,0 jusqu'à 1899,8 et depuis 1899,9 jusqu'à 1905,0, donc pour quinze années en tout.

La ligne depuis le centre des figures en bas correspond au méridien de Greenwich.

On doit s'imaginer d'être placé au-dessus du pôle nord de la Terre.

Donc, en allant dans le sens des aiguilles d'une montre, on se déplace en longitude vers l'ouest, comme l'indiquent d'ailleurs les figures 3*a* et 4*a* montrant la situation des observatoires qui ont pris part à ces déterminations.

Les écarts dans les deux sens sont donnés en fractions de seconde d'arc. Les époques sont données en fractions d'annés.

On remarque d'abord que les anciennes observations, qui étaient faites moins systématiquement que les dernières, donnent un mouvement plus compliqué.

La *fig.* 4 donne, pour une durée totale de cinq années, quatre révolutions et un quart, ce qui correspondrait approximativement à une période de 429 jours.

III. — DISCUSSIONS GÉNÉRALES.

Si le pôle instantané de rotation ne s'écartait que d'un dixième de seconde d'arc du pôle moyen, j'admettrais à la rigueur que le phénomène puisse être attribué à des erreurs d'observations.

Mais les écarts s'élèvent à plus de 0″,2 de chaque côté et produisent des variations totales de la latitude de plus de 0″,4 pour un lieu d'observation déterminé ; or c'est là une quantité facilement mesurable.

Donc l'existence du phénomène est hors de doute, mais on ne doit pas trop insister sur les détails des précédentes courbes.

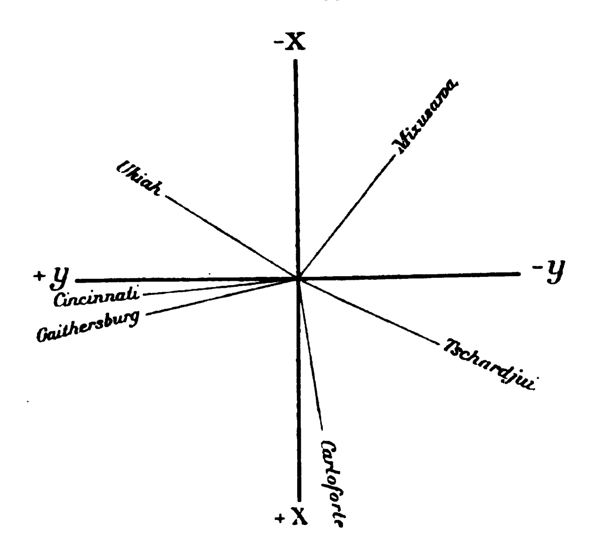

-X
+X
+y
-y
Mizusawa
Ukiah
Cincinnati
Gaithersburg
Tschardjui
Carloforte

Fig. 4 *a*.

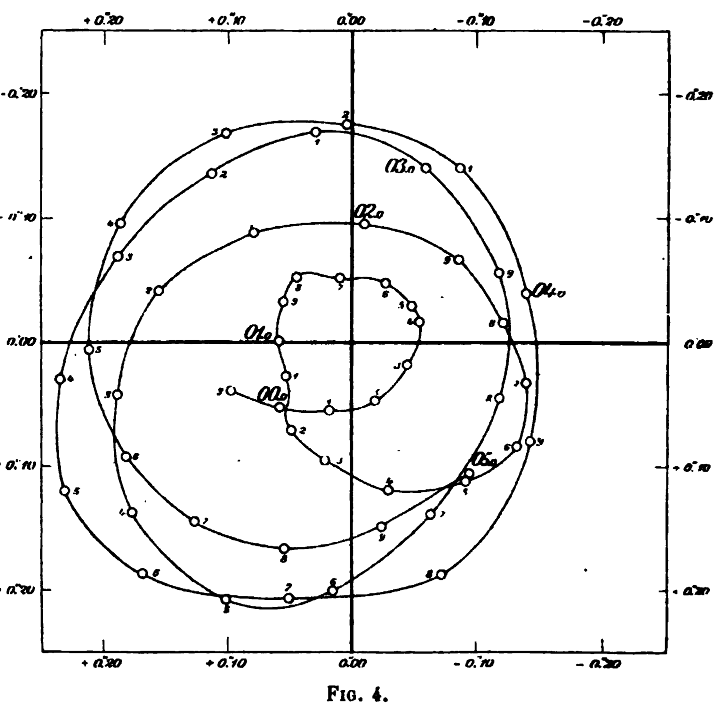

+0.″20
+0.″10
0.″00
-0.″10
-0.″20
00.0
01.0
02.0
03.0
04.0
05.0

Fig. 4.

Voici ce que l'on peut dire, sans aller trop loin :

Le pôle de rotation instantané de la Terre oscille sur une circonférence d'un rayon de 0″,15 à peu près autour d'une position moyenne; il parcourt cette circonférence en moyenne dans une période de 427 jours (*période de Chandler*). Quant aux soi-disant variations de l'amplitude de la courbe d'oscillation, je crois prudent de ne pas les prendre en considération; elles ne dépassent pas, à mon avis, les erreurs admissibles des observations.

IV. — LES THÉORIES DYNAMIQUES.

Les observations dans l'hémisphère nord ont été confirmées dans l'hémisphère sud. Ainsi tombent les explications qui attribuent le phénomène à des déplacements de la verticale provenant de phénomènes atmosphériques tels que les vents alizés.

La théorie du mouvement d'un corps solide montre la possibilité d'un phénomène de ce genre, appelé le *cycle d'Euler*.

Le rayon du cercle que décrit le pôle de rotation instantané autour du pôle moyen s'introduit comme constante d'intégration et peut, par suite, avoir une valeur quelconque. Mais la période est une fonction des rapports des moments d'inertie du corps solide. Ces moments sont très bien connus pour la Terre par la théorie de la *précession* et de la *nutation*, de sorte qu'on a pu calculer la période.

On a ainsi trouvé une période de 305 jours seulement au lieu de 427. C'est en cette différence de période de 122 jours que consiste surtout le désaccord entre la théorie et les observations.

En supposant les deux moments d'inertie équatoriaux de la Terre inégaux (ce qui semble pouvoir s'accorder avec certains travaux géodésiques), on ne fait point disparaître la différence signalée. On est alors porté à penser que la Terre ne se comporte pas comme un corps solide.

Il y a d'autres phénomènes qui viennent appuyer cette opinion : ce sont surtout les irrégularités dans le mouvement de la Lune. Mais ici nous avons devant nous de grands écarts faciles à observer. Ainsi je pense qu'une théorie satisfaisante des variations de la latitude ne saurait être possible qu'après une explication complète des irrégularités du mouvement de la Lune.

Alors on aura une théorie des variations de la latitude qui pourra être vérifiée partiellement par les observations après coup.

On pourra aussi corriger le mouvement de l'axe de rotation terrestre dans l'espace, en tenant compte du fait que la Terre n'est pas solide.

Mais jusqu'alors il importe de rendre les résultats des observations aussi indépendants que possible des formules qui donnent ce dernier mouvement, qu'il faudrait tirer lui-même des observations.

V. — DISCUSSION DES CULMINATIONS MÉRIDIENNES.

Au début, les variations de latitude ont été observées surtout au moyen des cercles méridiens. Il existe en effet des observatoires qui possèdent de longues séries d'observations de culmination, en particulier pour l'étoile polaire. On obtient ainsi la hauteur de l'astre par l'intermédiaire d'un cercle divisé, la verticale étant définie au moyen d'un bain de mercure.

On a alors comme sources d'erreur la réfraction atmosphérique, les erreurs de division du cercle et les flexions (de la lunette et du cercle).

Les deux dernières sources d'erreur ont, pour la question de la *variation* des latitudes, peu d'importance. En effet, l'étoile culminant toujours à la même hauteur à peu près, on se sert toujours des mêmes traits du cercle, et la flexion pour cette position de la lunette est toujours la même.

Ces mesures ont donc un caractère essentiellement relatif et un cercle méridien d'ancienne construction peut y rendre des services excellents. Il faut toutefois que la lunette ait une forte ouverture, car les observations doivent se faire aussi bien le jour que la nuit.

L'erreur principale provient de la réfraction atmosphérique. Ainsi les observations méridiennes ont donné dans leur ensemble les mêmes résultats pour la variation des latitudes que les autres méthodes, mais les erreurs probables sont plus grandes.

Il suffirait pourtant d'observer à chaque culmination d'une polaire une étoile brillante de l'autre côté du zénith, à peu près à la même hauteur.

De cette façon on pourrait affranchir les résultats presque complètement des effets de la réfraction.

Un programme complet comprendrait l'observation de deux étoiles circumpolaires brillantes dont les ascensions droites diffèrent à peu près de six heures ou de dix-huit heures, et de quatre étoiles

brillantes qui culminent à peu près aux mêmes heures et à la même hauteur du côté sud, pour contrôler la réfraction.

L'instrument méridien donne les hauteurs pour les passages au méridien, soit : h_i pour la culmination inférieure et h_s pour la culmination supérieure de la même étoile circumpolaire (*fig.* 5).

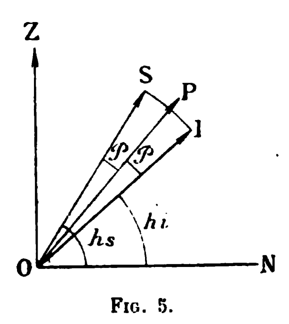


Fig. 5.

La hauteur du pôle, c'est-à-dire la latitude, est :

$$\varphi = \frac{h_s + h_i}{2}.$$

Ainsi une seule étoile circumpolaire suffirait pour étudier les variations de la latitude en un lieu donné.

Mais on obtient aussi la distance polaire P de l'étoile en calculant:

$$P = \frac{h_s - h_i}{2}.$$

Donc, si l'on observe deux étoiles circumpolaires dont les ascensions droites diffèrent de six heures ou dix-huit heures à peu près, on peut déterminer comment le pôle de rotation de la Terre se déplace par rapport aux étoiles, c'est-à-dire dans l'espace.

Comme on peut douter de la solidité de la Terre, cette dernière étude présenterait forcément un grand intérêt.

On pourrait d'ailleurs doubler le précédent programme en observant deux autres circumpolaires culminant à peu près trois heures avant ou après les autres. Ainsi on ne serait pas trop limité, dans la discussion, aux culminations qui coïncident de près avec celle du Soleil.

Je suis convaincu que des observations faites d'après ce programme donneraient de bons résultats. Il comporte en effet l'élimination

approximative de l'influence de la réfraction ; de plus, si les conditions de visibilité des traits dans les microscopes sont bonnes, on jouit de tous les avantages d'un instrument à forte ouverture et grand pouvoir séparateur.

VI. — CRITIQUE DE LA MÉTHODE DE TALCOTT.

Malheureusement on a préféré avoir des erreurs probables plus petites, quitte à laisser les résultats de l'observation affectés d'erreurs systématiques incontrôlables. C'est pour cela que la méthode due à Talcott s'est si vite répandue.

Des travaux géodésiques avaient démontré qu'on obtient des latitudes fort concordantes si l'on observe des couples d'étoiles de position connue, qui culminent à peu près à la même hauteur des deux côtés du zénith. On se sert pour cela de petits instruments à faible ouverture qui, après calage, forment corps avec un niveau. On retourne l'instrument autour de son pied pour passer d'une étoile à l'autre ; le niveau donne alors la verticale et on achève l'observation au moyen de la vis micrométrique.

Vu la concordance des résultats obtenus, on a employé cette méthode de Talcott pour la variation des latitudes.

Au lieu d'observer un seul couple de deux étoiles, on en observe plusieurs que l'on réunit en groupes. Chaque soirée d'observations donne alors les différences de déclinaisons de plusieurs de ces groupes.

On peut ainsi, au courant d'une année, faire le tour du ciel. La somme totale des différences de déclinaisons entre les groupes successifs doit être nulle.

Si elle ne l'est pas, on corrige en conséquence la constante d'aberration.

On a obtenu ainsi des valeurs de 20″,50 au minimum pour la constante d'aberration, mais on a atteint parfois 20″,58, valeur absolument en contradiction avec les anciennes déterminations qui donnent 20″,44 ou 20″,46 au plus.

Tout ceci suppose que l'on connaisse absolument le mouvement de l'axe de rotation instantané dans l'espace, dont la théorie repose sur l'hypothèse de la solidité de la Terre, hypothèse justement mise en doute pour l'écart de 122 jours entre les valeurs observées et calculées de la période de variation des latitudes. Or, dans

l'application de la méthode de Talcott, on a forcément recours à l'observation des étoiles faibles. Il en résulte que toutes les stations observent dans la même partie de l'année des étoiles ayant à peu près la même ascension droite.

Les incertitudes du mouvement de l'axe de rotation de la Terre dans l'espace interviennent donc partout à peu près de la même façon.

Il me paraît donc très probable qu'une correction convenable de ce mouvement diminuerait les valeurs de la constante d'aberration obtenues par cette méthode.

VII. — LE PHÉNOMÈNE DE KIMURA.

Mais il y a un phénomène dit phénomène de Kimura (*Astronomische Nachrichten*, 3783) qui vient à l'appui de cette opinion : au mois de juin, toutes les stations montrent un minimum de latitude qui est à peu près de 0″,04 au-dessous de la moyenne.

Inversement, au mois de décembre, les stations, quelle que soit leur situation sur le globe, montrent un maximum de latitude qui est de 0″,06 au-dessus de la moyenne.

La réalité de ce phénomène semble garantie par l'accord des différents observatoires, et il a été constaté pendant plusieurs années.

Quand on sera arrivé à expliquer le mouvement de la Lune en ne considérant plus la Terre comme un corps solide, on arrivera aussi, à mon avis, à expliquer le phénomène de Kimura sans avoir recours aux vents alizés ou à des suppositions sur les parallaxes des étoiles qu'aucune autre observation n'a confirmées jusqu'à présent.

VIII. — MÉTHODE DE LŒWY.

Pour éviter les inconvénients des observations de jour sans introduire aucune hypothèse sur le mouvement de l'axe de rotation instantané dans l'espace, notre regretté directeur de l'Observatoire, M. Lœwy, a imaginé des méthodes basées sur l'observation des étoiles circumpolaires les plus proches du pôle, dans un instrument méridien à forte ouverture. Voici celle de ces méthodes qui survivra :

On observe une de ces petites étoiles qui restent toujours dans le champ avec les deux vis et en notant le temps, l'instrument restant calé sur le trait le plus proche du pôle.

Quatre, cinq ou six heures plus tard, on observe la même étoile dans les mêmes conditions.

Si l'instrument avait gardé absolument sa position, voici ce qui se passerait dans le champ focal :

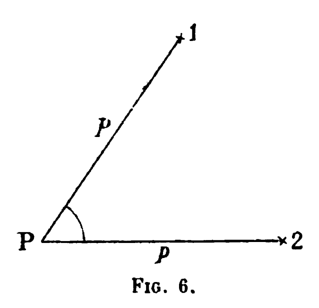


Fig. 6.

Les positions 1 et 2 (*fig.* 6) de l'étoile correspondant aux deux observations sont données par les deux vis qui définissent ici un système de coordonnées.

C'est par rapport à ce même système de coordonnées (dont l'origine est le zéro des vis) que l'on veut connaître la position du pôle de rotation P.

On connaît d'autre part l'angle de rotation ϑ de la Terre par le temps écoulé entre les deux observations.

Les deux distances P_1 et P_2 sont égales à la distance polaire p de l'étoile.

Le problème est donc le suivant : dans un triangle équilatéral, on connaît les deux points de base et l'angle au sommet. On cherche le sommet, problème facile à résoudre. Il est à remarquer qu'une petite erreur en ϑ (différence des temps d'observation) n'agit que très peu sur la situation de P, comme on n'observe, pour des raisons pratiques, que des étoiles dont la distance polaire ne dépasse guère 20′.

Connaissant P par rapport au zéro des vis, on en déduit la latitude, le nadir étant donné par le bain de mercure.

Connaissant l'inclinaison de l'axe donnée également par le bain de mercure, on peut aussi obtenir l'azimut vrai des mires et, comme il est dit plus haut, les variations de la ligne nord-sud, si les mires sont suffisamment stables pendant des années.

En connaissant enfin le temps sidéral, on peut obtenir les coordonnées rectilignes de l'étoile par rapport à P, le plus grand cercle allant au point vernal fournissant l'axe des X.

Les quantités sont également très peu entachées par une incertitude de la correction de pendule, l'étoile étant très près du pôle.

On peut ainsi suivre le mouvement du pôle instantané par rapport aux étoiles.

Il est bon d'observer plusieurs étoiles dont le centre de gravité tombe à peu près au pôle, pour éliminer autant que possible les erreurs des pas des vis.

Ces méthodes sont très sensibles par rapport aux constantes instrumentales. Les variations de l'azimut et de l'inclinaison pendant la durée de l'observation doivent donc être soigneusement surveillées au moyen de l'observation des mires et du nadir.

Ainsi, dans une série d'observations exécutées en commun avec M. Renan à l'Observatoire de Paris, nous avons employé plus de travail à surveiller les constantes qu'à l'observation même des étoiles.

IX. — RÉSULTATS OBTENUS PAR LA MÉTHODE DE LŒWY.

La *fig.* 7 donne la courbe obtenue par M. Renan pour représenter les variations de la latitude de Paris depuis le mois de mai 1899 jusqu'en septembre 1900.

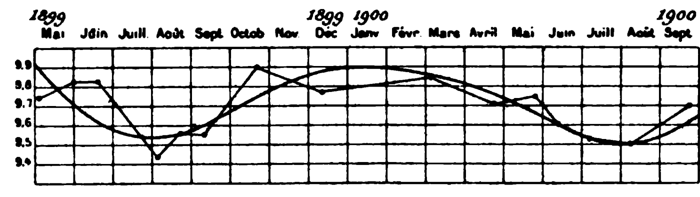


Fig. 7.

Comme pour toutes les observations méridiennes entachées par les réfractions, l'accord des différentes séries est moins bon que pour les méthodes de Talcott. En assimilant ces incertitudes de la réfraction aux erreurs accidentelles et en appliquant la méthode des moindres carrés, on conclurait qu'on ne peut garantir une variation de latitude par les meilleures observations méridiennes du monde.

Or c'est précisément de ces observations que MM. Chandler, Bakhuyzen, d'autres encore ont tiré de remarquables résultats qui ont été entièrement confirmés par la suite.

Ainsi je veux comparer la courbe précédente avec les résultats du Service international des latitudes.

Dans le *Bericht ueber den Stand der Erforschung der Breitenvariation am Schlusse des Jahres* (1899), M. Albrecht donne (p. 7) les variations des latitudes autour de la latitude moyenne depuis 1895,0 jusqu'à 1899,8, de trente en trente degrés de longitude. Pour la longitude zéro (Greenwich), qui correspond à peu près à Paris, il trouve un minimum de — 0",10 pour 1899,5 (juillet), comme dans la *fig.* 7. La grandeur de l'amplitude dépend beaucoup de la façon dont on a tracé la courbe.

D'un autre côté, la station Carloforte, également à peu près sur le méridien de Paris, donne un maximum de + 0",07 au commencement de l'année 1900 (Albrecht, *Resultate des internationalen Breitendienstes*, Bd. I, table XI).

Ce maximum se retrouve également dans la *fig.* 7.

Pour cette même station, il y avait un minimum de — 0",08 pour 1900,4 (juin). Ce minimum se retrouve également dans la *fig.* 7.

L'accord pour les époques des maxima et minima est meilleur que je n'aurais osé l'espérer [1].

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXIII, n° 8 ; 1907.

W. HALLWACHS. — Ueber die lichtelektrische Ermüdung (Sur la fatigue photoélectrique). — P. 459-515.

D'anciennes recherches sur la fatigue (diminution de sensibilité des plaques abandonnées à elles-mêmes après leur préparation) semblaient mettre en cause l'absorption de la lumière ultra-violette par une couche d'ozone adhérente au cuivre [2]. Le présent mémoire a pour objet d'en préciser le mécanisme.

---

[1] Il serait d'ailleurs facile d'éliminer à peu près la réfraction dans l'application des méthodes de Lœwy en observant dans chaque soirée un certain nombre d'étoiles sud au même trait.

Les distances trouvées entre une petite étoile circumpolaire et la même étoile sud dans plusieurs séries ne sont altérées que par le phénomène d'aberration, et elles permettraient de ramener les réfractions de toutes ces soirées à une même réfraction moyenne.

[2] *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 120 ; 1905.

La fatigue n'a aucune relation avec la corrosion de la surface, comme aurait pu le faire croire l'apparition (spontanée ou par insufflation) sur les plaques depuis longtemps en usage d'une silhouette de la toile métallique ; elle n'est pas influencée par la lumière du jour (elle est la même à la lumière ou dans l'obscurité) ; elle n'est pas due à un rayonnement de nature inconnue traversant l'atmosphère (elle reste la même quand on entoure de plusieurs enveloppes la plaque conservée dans un vase de verre à parois minces) ; elle n'est pas due — au moins essentiellement — à la formation de couches électriques doubles, car elle est sans relation avec la variation de la différence de potentiel au contact entre les plaques photoélectriques et une plaque de laiton.

L'ozone n'est pas d'ailleurs la seule cause de fatigue, car celle-ci, bien que très amoindrie, continue à se produire dans des vases bien clos, d'où toute trace d'ozone a été éliminée par des lavages méticuleux et l'action d'une température de 300°.

Il ne reste plus guère à envisager que la condensation (absorption) de gaz par le métal ; écartée par J.-J. Thomson pour la raison que la fatigue ne se produirait pas dans l'hydrogène [1], dont le pouvoir de condensation est énorme, cette explication doit être reprise, car l'expérience faite sur le cuivre et le platine montre nettement : 1° que ces métaux se fatiguent dans l'hydrogène pur ; 2° que les plaques de platine fatiguées reprennent de la sensibilité quand on les a portées au rouge dans une flamme de Bunsen ; 3° que la fatigue diminue quand on conserve les plaques dans le vide et que, dans des vases vides et parfaitement nettoyés, la sensibilité peut même augmenter ; 4° qu'une plaque longtemps maintenue à une très basse température et ramenée brusquement à la température de la chambre accuse une diminution de sensibilité (il faut au gaz condensé un certain temps pour disparaître).

L'ozone n'agit pas par oxydation, car les plaques de cuivre, dont la fatigue est très rapide en présence de ce gaz, reprennent de la sensibilité quand on les ramène à l'air. Au point de vue de la fatigue, il n'y a pas de différence appréciable entre des plaques de cuivre, de platine, de zinc et d'argent au moment où l'on vient de les introduire dans l'ozone, ce qui exclut l'intervention de l'électricité de contact. Le fer se fatigue plus vite, sans doute grâce à la formation

---

(1) *Conduction of electricity through gases*, p. 224 ; 1903.

d'un oxyde moins sensible que le métal. Il ne reste plus qu'à voir si l'ozone n'influe pas directement sur le mouvement des électrons. Or le rapport des intensités du courant photoélectrique dans deux champs différents est le même dans l'air pur et dans l'air ozonisé; l'action de l'ozone ne peut donc s'exercer que dans les couches où le champ n'est pas sensiblement influencé par les variations du champ extérieur, c'est-à-dire dans la couche superficielle de la plaque ou dans la couche immédiatement en contact avec elle (1). L'auteur croit pouvoir conclure de ses expériences que la fatigue est due à l'absorption d'électrons dans la couche gazeuse adhérente aux plaques, si l'on admet que l'ozone exerce une influence considérable sur le mouvement des électrons (forte absorption des électrons lents, diminution éventuelle de leur énergie vibratoire dans le métal).

L'électroscope utilisé pour la recherche des plus faibles charges, dans l'étude de la radioactivité par exemple, se prête à l'étude des modifications lentes de la surface, et pourrait en particulier servir à rechercher la formation de très faibles couches adhérentes (*Gasbeladungen*).

Les électrons absorbés par le gaz et diffusés hors de la substance pourraient peut-être aussi jouer un rôle essentiel dans la production des potentiels de contact.

N° 9.

H.-J.-L. STRUYCKEN. — Die Schwingungsart einer Stimmgabel und ihr Dekrement (Mode de vibration et décrément d'un diapason). — P. 643-654.

La région du diapason que l'on veut étudier est recouverte d'une mince feuille d'aluminium, et éclairée par de la lumière presque rasante ; on observe au microscope. Pour les points situés sur les côtés des branches, on colle à la cire de très petites plaques de mica de 1 à 2 millimètres carrés, qui dépassent de 1/2 millimètre environ. Il y a sur la feuille des milliers de rides dont un grand nombre ont des dimensions ultra-microscopiques, de sorte qu'un éclairage intense (lumière solaire condensée) et un grossissement supérieur à 1 000 les font encore apparaître comme des points lumineux ; quand le diapa-

(1) Au voisinage de la plaque il devrait être différent, d'après une formule de J.-J. Thomson, *loc. cit.*, p. 228.

son vibre, ces points décrivent des lignes brillantes qui figurent l'amplitude, la forme et la direction des vibrations.

Pour le son fondamental, il n'y a pas, contrairement à l'indication de Chladni, deux nœuds au voisinage de la courbure, mais un seul nœud ou *centre*, placé vers le bas de l'une des branches, et de part et d'autre duquel la vibration change de sens; à son voisinage, les vibrations sont souvent elliptiques (il y aurait une variation graduelle de phase entre les points dont les vibrations sont opposées en direction); quand on va vers les extrémités libres des branches, la vibration devient rapidement rectiligne; d'abord fortement oblique à l'axe longitudinal, elle se redresse et devient normale à cet axe à l'extrémité; l'extrémité de la tige vibre aussi transversalement, sa phase est opposée à celle des branches.

L'auteur a pu également observer des sons supérieurs, dont les rapports de fréquence avec le son fondamental ne *lui ont pas paru être exactement exprimés par des nombres entiers*.

La caisse de résonance n'introduit d'autre modification essentielle que de donner la même phase à l'extrémité de la tige et aux extrémités des branches.

L'étude de l'amortissement n'a pas confirmé exactement la loi logarithmique de Gauss. Le temps nécessaire pour ramener l'amplitude au dixième de sa valeur (*Dezimierzeit*) décroît très rapidement et très régulièrement en même temps que la période; l'amortissement est le plus faible quand le diapason, tenu à la main par l'extrémité de la tige ou maintenu entre des bagues de caoutchouc, pend verticalement; en le plaçant horizontalement, on augmente un peu l'amortissement. Des expériences faites dans le vide et dans divers gaz ont montré des différences assez faibles pour qu'on puisse attribuer aux résistances intérieures une action très largement prédominante.

N° 10.

E. GEHRCKE et O. REICHENHEIM. — Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum (Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu). — P. 745-757.

Une lame à faces parallèles, disposée verticalement, reçoit un faisceau lumineux sous une incidence de 45° environ[1] et le renvoie

[1] Un petit prisme isocèle et rectangle, collé sur la plaque, reçoit normalement les rayons sur sa face hypoténuse, pour éviter la réflexion à l'entrée.

sur la fente du collimateur d'un spectroscope; le collimateur étant réglé pour l'infini, on aura, à la fois, dans le plan focal l'objectif de la lunette, les franges d'interférence des lames à faces parallèles et l'image de la fente; si la lumière est homogène, cette image sera interrompue par des espaces obscurs correspondant aux minimums; si la lumière n'est pas homogène, chacune des images présentera de pareils intervalles, mais décalés d'une image à l'autre; si le spectre est continu, il sera barré de franges sombres (interférences complexes), obliques à la direction de l'image de la fente; en lumière solaire, par exemple, on verra ces franges couper obliquement les raies de Fraunhofer. En inclinant convenablement la lame (par rotation autour d'un axe perpendiculaire à la direction de la fente), on ne change pas la direction de cette image, mais on modifie la distribution de l'intensité, et l'on peut arriver à faire coïncider la direction des franges d'interférence que l'on obtiendrait en lumière homogène avec la direction des interférences complexes; la netteté de ces dernières devient alors maximum, et, de plus, indépendante de la largeur de la fente. Si donc l'on travaille avec la lumière solaire, il suffira, après avoir amené les interférences complexes au maximum de netteté, d'élargir la fente pour faire disparaître les raies de Fraunhofer. Pour rendre les interférences complètes, il faut placer entre la lame et le collimateur une lentille dont le plan focal soit sur la fente même; on a ainsi une disposition tout à fait analogue à celle de Fabry [1]. Avec un réseau concave de Rowland de $6^m,5$ et une plaque de 1 centimètre d'épaisseur, on a pu ainsi observer quarante-deux franges entre les deux raies D.

La production du spectre cannelé exige un certain équilibre entre l'épaisseur de la plaque et le pouvoir résolutif du spectroscope; il faut en effet que le $\Delta\lambda$ relatif aux longueurs d'onde pour lesquelles se produisent deux maximums successifs de la plaque soit supérieur au $\delta\lambda$ séparé par le spectroscope.

Ces franges peuvent servir à la mesure des longueurs d'onde, mais il faut alors remplacer la lame à faces parallèles par une lame d'air argenté (Perot et Fabry) ou mieux par une *lame vide*. La formule à employer est :

$$\lambda = \lambda_1\lambda_2 \frac{r + s + \alpha_2 - \alpha_1}{r\lambda_1 + s\lambda_2 - (\alpha_1 - \alpha)\lambda_1 + (\alpha_2 - \alpha)\lambda_2}.$$

(1) *C. R.*, t. CXL, p. 848-851; 1905.

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde connues ; r et s, les nombres de franges comprises entre elles et la longueur d'onde λ à mesurer ; α, α_1, α_2, les changements de phase dus à la réflexion sur les surfaces argentées.

Ces franges fournissent un moyen commode d'éviter l'interpolation entre les longueurs d'onde mesurées récemment par Fabry et Buisson ([1]) ; les auteurs, faute d'installation convenable, n'ont pu encore faire de mesures par ce procédé.

W. v. IGNATOWSKY. — Diffraktion und Reflexion abgeleitet aus den Maxwellschen Gleichungen (La diffraction et la réflexion déduites des équations de Maxwell). — P. 875-904.

L'auteur déduit des équations de Maxwell une intégrale générale correspondant au principe d'Huygens, applicable à un espace limité, et qui se simplifie beaucoup si l'on suppose : 1° que le milieu remplissant cet espace est l'air ; 2° que tous les corps y contenus sont absolument réfléchissants et non magnétiques ; 3° que tous sont limités par des surfaces cylindriques dont les génératrices sont infiniment longues et parallèles à l'axe des z ; 4° que toutes les ondes incidentes sont cylindriques ; 5° que les ondes incidentes et les ondes réfléchies sont périodiques dans le temps.

Le calcul, au moyen des formules obtenues, de l'intensité lumineuse à différentes distances du bord de l'ombre géométrique, conduit exactement aux mêmes résultats que la théorie de Fresnel, et se trouve bien vérifié par l'expérience.

N° 11.

Erich HERRMANN-GOLDAP. — Über die Klangfarbe einiger Orchesterinstrumente (Sur le timbre de quelques instruments d'orchestre). — P. 979-985.

On enregistre avec un phonographe à rouleau de cire le son des instruments étudiés, joués en mezzo-forte le plus souvent et dans leur registre moyen, où leur timbre est le plus caractéristique ; pour la reproduction, un petit crayon de verre glisse sur les sillons de la cire

(1) *Soc. fr. de Phys.*, n° 248, p. 3, 15 juin 1906 ; — *C. R.*, t. CXLIII, p. 165-167 ; 1906 ; et CXLIV, p. 1155-1157 ; 1907.

(le cylindre tournant 80 fois moins vite que pendant l'impression) et ses mouvements amplifiés par des leviers se transmettent à un petit miroir qui, associé à une lentille de 1 dioptrie environ, projette sur une fente horizontale l'image très brillante d'une fente verticale. Le point lumineux ainsi obtenu va impressionner un papier sensible enroulé sur un tambour tournant derrière la fente. Pour effectuer l'analyse harmonique des courbes obtenues, on a mesuré au microscope 40 ordonnées par période. Ces recherches ont montré que *le timbre est caractérisé par la production d'un son fixe* (le « formant » indiqué par L. Hermann dans ses recherches sur les voyelles) *dont la hauteur reste invariable dans toute l'étendue de l'instrument.* Les voyelles cesseraient donc d'être une exception, comme on l'admettait jusqu'à présent d'après la théorie d'Helmholtz. Ce résultat avait déjà été obtenu par Meissner [1].

Les courbes montrent, de plus, que le timbre est mordant (hautbois, trompette) si l'intensité du son fondamental est faible vis-à-vis de celle du son propre ; plus les intensités sont voisines, plus le timbre devient plein et agréable (cor, trombone ténor joué piano) ; si le son fondamental prédomine, le timbre est mou (flûte) ou un peu nasillard (clarinette) ; seul, le cor possède deux sons propres.

	Sons étudiés	Sons propres
Hautbois	$fa_3 \rightarrow fa_4$	$sol\sharp_5 \rightarrow si_5$
Trompette en *si*....	$si_2 \rightarrow si_3$	$si_5 \rightarrow ut_6$
Trombone ténor.	sol_2, la_2 $ré_3$, fa_3	$si_3 \rightarrow ré_4$
Cor en *fa*........	ut_3 $mi\flat_3 \rightarrow la\flat_3$ [2]	$si_3 \rightarrow ut_4$, et $sol_5 \rightarrow > si_5$
Grande flûte.......	$ré_4 \rightarrow ut\sharp_5$	$fa_5 \rightarrow la_5$
Clarinette en *si*.....	$la_3 \rightarrow mi_4$	$> sol_5 \rightarrow si_5$ $< sol\sharp_5$

ERNST MÜLLER. — Das optische Verhalten der kolloidalen Metalle (Propriétés optiques des métaux colloïdaux). — P. 1-24.

Contrôle expérimental de la théorie de J.-J. Thomson sur la diffusion de la lumière par des sphères métalliques dont le diamètre, inférieur à la longueur d'onde, est compris entre certaines limites.

(1) Mémoire posthume publié par R. Wachsmuth dans *Pflügers Archiv für die ges. Physiologie*, CXVI, p. 543 ; 1907.

(2) Son bouché.

La théorie prévoit un maximum de polarisation dans les directions à 120° de la direction d'incidence, et des expériences antérieures avaient conduit à des résultats contradictoires [1].

Les solutions d'or, d'argent et de platine étaient préparées par la méthode de Bredig ; l'auteur signale la nécessité d'employer de l'eau distillée très pure et un courant aussi faible que possible ; pour l'or, il faut ajouter une ou deux gouttes de soude concentrée pure pour 100 centimètres cubes d'eau. Ces solutions se distinguent des solutions troubles ordinaires par l'intensité de leur coloration ; une trace d'électrolyte les coagule ; avec HCl, par exemple, le platine se précipite en une ou deux heures, l'argent plus lentement, l'or plus lentement encore, et sa précipitation est accompagnée d'un changement de la coloration, qui passe graduellement du rouge rubis au bleu foncé. Une trace de gélatine empêche la précipitation.

L'absorption de la lumière par ces solutions ne varie pas d'une manière simple avec la longueur d'onde ; elle diffère complètement de l'absorption par les solutions troubles ordinaires. La mesure de la proportion de lumière polarisée (rectilignement) dans diverses directions a donné les résultats suivants :

Or. — Maximum à 125° de la direction d'incidence ; la polarisation, faible au début, croît avec le temps, en même temps que le maximum se déplace peu à peu jusqu'à 90°. Une trace d'HCl accélère la variation ; la gélatine n'a aucune influence sur les changements qu'éprouve la polarisation.

Platine. — Résultats analogues, maximum de polarisation à 112°.

Argent. — Résultats analogues, sauf que la polarisation diminue avec le temps au lieu d'augmenter ; maximum à 97°,5 pour les solutions fraîches.

Les résultats d'Ehrenhaft sont confirmés dans leur ensemble. Les expériences montrent que : 1° si l'on essaie d'évaluer la grandeur relative des particules métalliques en les considérant comme des résonateurs électromagnétiques, on classe les trois métaux dans un ordre différent de celui que leur assignent les expériences de polarisation ; d'après ces dernières, les solutions fraîches d'or contiennent les particules les plus petites ; les solutions d'argent, les plus grosses ; 2° la couleur des solutions n'est pas due uniquement,

(1) THRELFALL, *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 92 ; 1895 ; — et EHRENHAFT, *ibid.*, 4e série, t. II, p. 815 ; 1903.

comme celle des solutions troubles, à la diffusion de la lumière; elles ont une couleur propre; 3° il n'est pas possible d'expliquer les propriétés optiques des métaux colloïdaux en faisant intervenir uniquement la grandeur des particules.

B. STRASSER. — Der Fizeausche Versuch über die Änderung des Polarisationsazimuts eines gebrochenen Strahles durch die Bewegung der Erde (L'expérience de Fizeau sur le déplacement par le mouvement de la Terre de l'azimut de polarisation d'un rayon réfracté). — P. 137-142.

Fizeau (1), dirigeant à travers une série de lames inclinées un rayon de lumière polarisée, a observé une différence dans la rotation du plan de polarisation, suivant que la lumière cheminait dans le sens du déplacement de la Terre ou en sens inverse, résultat contradictoire avec la théorie de l'électrodynamique des corps en mouvement. Brace, ayant répété l'expérience, obtint un résultat négatif. En se plaçant dans des conditions de précision qui auraient dû lui donner, d'après le calcul de Fizeau, une différence de 1°,4, l'auteur n'a observé que des variations extrêmement faibles, et pas toujours de même signe. Il semble donc que l'expérience de Fizeau soit inexacte.

A. WERNER. — Quantitative Messungen der An- und Abklingung getrennter Phosphorescenzbanden (Mesures quantitatives sur l'établissement et l'amortissement de bandes de phosphorescence isolées) (Diss. inaugurale de Kiel). — P. 164-190.

On a étudié la loi d'émission et d'affaiblissement d'une bande jaune vert (de $\lambda = 500$ à $\lambda = 600$ $\mu\mu$ environ, avec maximum à 650) excitée, dans le sulfure de strontium rendu actif par une trace de zinc et de fluorure de calcium, par la lumière d'une lampe à mercure à ampoule de quartz; la lumière étudiée était isolée par un filtre jaune convenable. La mesure de l'intensité lumineuse était faite en comparant le noircissement produit sur une plaque photographique, pour une durée de pose connue, avec le noircissement dû à l'action d'une source d'intensité connue i_0 pendant un temps également connu t_0, i_1 et t_1 se rapportant à la mesure à faire; on a :

$$i_1 t_1^{\theta} = i_0 t_0^{\theta},$$

θ étant un coefficient déterminé pour des plaques de même nature

(1) *Ann. de chim. et phys.*, 3e série, t. LVIII, p. 129.

(on s'assurait directement que la variation d'intensité due à l'amortissement de la bande était sans influence sur la mesure, tant que la durée de pose restait comprise entre certaines limites). Les résultats sont les suivants : Pendant l'illumination, l'intensité d'émission diminue graduellement et d'autant plus lentement que l'excitation est moins forte; pour une excitation assez faible, l'intensité d'émission a même paru constante.

L'amortissement de la bande, d'abord très rapide, devient ensuite régulier, et peut être représenté par la relation empirique

$$\frac{1}{\sqrt{I}} - \frac{1}{\sqrt{I_0}} = \frac{t}{D}$$

dont Becquerel a indiqué la forme plus générale :

$$I^n (c + t) = c.$$

La partie AB de la courbe (*fig.* 1) correspond à ce que Lenard et Klatt ont appelé état momentané, et BC à l'état durable [1]; on a pu

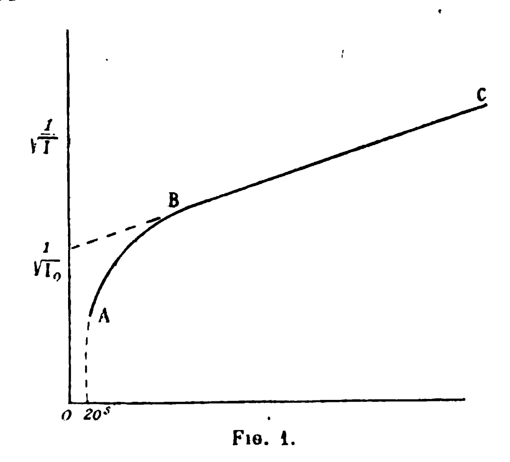


Fig. 1.

ainsi étudier séparément les deux phénomènes, ce qui a confirmé en gros les prévisions de Lenard et Klatt sur le mode d'évocation et d'amortissement des bandes; le seul fait nouveau signalé est la possibilité de faire apparaître l'un ou l'autre des deux phénomènes selon la nature de la lumière excitatrice, fait découvert par hasard en modifiant le filtre ultra-violet à travers lequel passait, dans une expérience, la lumière excitatrice.

[1] *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. IV, p. 445 : 1905.

E. WAETZMANN. — Zur Frage der Objektivität der Kombinationstöne (Sur la question de l'objectivité des sons de combinaison). — T. XX, p. 837-845; 1906.

Id. — Zur Theorie der Kombinationstöne (Sur la théorie des sons de combinaison). — T. XXIII, p. 68-78; 1907.

1° On sait que, si une masse d'air est ébranlée par deux sons pendulaires, des résonateurs convenablement accordés peuvent accuser la formation de sons résultants ; si les lieux d'origine des sons pendulaires sont distincts, les résonateurs n'accusent pas de sons résultants, bien que l'oreille en perçoive alors ; d'après Helmholtz, ils prennent naissance seulement dans le tympan, dont la dissymétrie permet à un son de hauteur m d'y exciter non seulement le son m lui-même, mais ses harmoniques. Un certain nombre d'observateurs ont pu entendre dans un téléphone des sons de combinaison dus à des sons primaires séparés, Lummer et Schäfer entre autres (1) ; mais ce dernier, qui les obtenait au moyen d'un téléphone haut parleur, n'a pu en manifester l'existence dans la plaque du microphone transmetteur, ce qui amène à penser qu'ils prennent naissance seulement, ou tout au moins d'une manière prépondérante, dans la membrane du téléphone.

L'auteur les a observés indirectement au moyen d'une membrane de savon glycériné tendue sur un résonateur accordé au voisinage du son $m - n$ (2), m et n étant produits par des diapasons montés sur caisses de résonance ; en observant l'image du filament d'une lampe à incandescence, il a pu constater des battements avec un son $m - n < \delta$ ($\delta \pm 10$) produit à côté ; rien ne permettant d'affirmer que la membrane n'est pas dissymétrique, ces expériences ne prouvent rien contre la théorie d'Helmholtz.

2° Dans le second mémoire, l'auteur s'attache à réfuter un certain nombre d'objections élevées contre la théorie ; en particulier, il la complète en intégrant l'équation fondamentale après y avoir ajouté un terme d'amortissement, et montre qu'on ne peut tirer argument contre elle du fait que l'on entend souvent des sons de combinaisons

(1) LUMMER, *Soc. all. de Phys.*, 1886 ; — SCHÄFER, *Ann. der Physik*, t. XVI, p. 572 ; 1905.

(2) Pour éviter les battements entre les harmoniques et l'un des sons primaire.

intenses avec des sons primaires faibles ([1]), parce que : la grandeur de l'élasticité du corps appelé à vibrer intervient dans sa réponse à une excitation donnée ; tout le monde n'entend pas les sons résultants de la même manière ; l'intensité que l'on attribue à un son dans un accord dépend de sa place dans l'accord et de l'éducation de l'oreille ; l'intensité physiologique est liée d'une manière tout à fait inconnue à l'intensité physique.

En ce qui concerne les sons d'addition, il est encore plus difficile de les manifester en dehors de l'oreille, d'abord à cause de leur faible intensité, et ensuite parce qu'il est tout à fait impossible de décider si ce ne sont pas des sons de différence entre les harmoniques des sons primaires et les sons différentiels eux-mêmes.

P. Lugol.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XIV ; 2e semestre 1907.

H.-C. SEARLE. — The effect of rotatory inertia on the vibrations of bars (L'effet de l'inertie de rotation sur les vibrations des verges). — P. 35.

On sait que l'inertie de rotation d'une tige modifie les notes émises quand on y produit des vibrations transversales. Dans sa « théorie du son », lord Rayleigh a donné les corrections qui en résultent dans un cas particulier.

Le problème est traité ici d'une manière très générale avec d'importants développements mathématiques.

Lord RAYLEIGH. — Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood (Note sur le remarquable cas de spectre de diffraction décrit par le professeur Wood). — P. 60.

Wood a signalé un réseau tracé sur miroir métallique, qui se comporte d'une manière singulière en présentant des discontinuités dans la distribution de l'intensité dans le spectre. Pour un certain

---

([1]) L'équation fondamentale admet que le milieu excité vibre assez énergiquement pour que la force élastique dépende des puissances de l'élongation supérieure à la première.

angle d'incidence, notamment, le spectre ne donne que l'une seule des deux raies D.

D'une manière générale, lorsque l'incidence varie de 4°12′ d'un côté de la normale à 5°45′ de l'autre côté, il apparaît dans le spectre deux bandes obcures qui se déplacent avec les variations de l'incidence.

Ces bandes vont en se rapprochant l'une de l'autre quand l'incidence diminue pour arriver en coïncidence quand l'incidence est normale.

Wood a émis l'idée que l'anomalie pouvait être due à la forme même des sillons tracés dans le métal.

Lord Rayleigh en trouve l'explication dans la disparition de certaines longueurs d'onde dans les spectres d'ordre supérieur pour les valeurs de l'incidence qui correspondent à l'émergence rasante de la lumière diffractée.

Soient θ et θ' les angles d'incidence et de diffraction, ε l'intervalle du réseau. La relation

$$\sin\theta + \sin\theta' = \frac{n\lambda}{\varepsilon}$$

devient pour une incidence θ correspondant à l'émergence rasante, c'est-à-dire pour

$$\theta' = \frac{\pi}{2}:$$

$$1 \pm \sin\theta = \frac{n\lambda}{\varepsilon} \text{ (1)}.$$

Le double signe répond aux incidences de part et d'autre de la normale.

La position des bandes sombres peut être ainsi calculée pour une longueur d'onde déterminée en fonction des éléments du réseau.

Pour le réseau de Rowland employé par Wood et dont le nombre de traits par pouce avait vraisemblablement pour valeur 15020, le calcul de la position des bandes par la relation (1) où l'on fait $n = 3$, c'est-à-dire où l'on considère le spectre du 3e ordre, s'accorde remarquablement avec les déterminations expérimentales de Wood.

On peut remarquer d'ailleurs que la relation (1) donne :

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{2}{3}\varepsilon,$$

si l'on désigne par λ_1 et λ_2 les deux valeurs de la longueur d'onde qui satisfont à la relation (1).

---

(1) Voir p. 549.

Les deux bandes doivent donc se déplacer d'une manière symétrique lorsque θ varie. C'est bien aussi ce que montre l'observation.

K. HONDA et T. TERADA. — On the effect of stress on magnetization and its reciprocal relations to the change of elastic constants by magnetization (Sur l'effet de la tension élastique sur l'aimantation et ses relations réciproques avec la variation des constantes élastiques par l'aimantation). — P. 65.

Le présent mémoire doit être considéré comme le complément d'un travail précédent des auteurs sur la variation des constantes élastiques des substances ferro-magnétiques par l'aimantation [1].

L'objet des expériences était :

1° La détermination des variations d'aimantation produites par l'application d'efforts mécaniques (tension, compression, torsion) à des échantillons soumis à l'action d'un champ constant ;

2° La détermination de l'aimantation prise par les échantillons quand le champ magnétisant agit tandis que ces échantillons sont soumis à des efforts mécaniques.

La mesure de l'aimantation était opérée par la méthode balistique, les effets d'induction étant compensés avec soin à l'aide de bobines auxiliaires.

La bobine magnétisante, disposée verticalement, avait une longueur de 40 centimètres. Les échantillons, coupés par bouts de 27 centimètres de longueur, étaient disposés selon l'axe de la bobine magnétisante et dans la portion médiane, de manière à être soumis à un champ bien uniforme.

Le courant était mesuré par un ampèremètre (Siemens et Halske) étalonné à l'aide d'un électrodynamomètre-balance de lord Kelvin.

De nombreux tableaux joints au mémoire résument les résultats obtenus pour les différents échantillons soumis aux expériences : fer de Suède, acier au tungstène, nickel, ferro-nickels de teneurs variables.

Les auteurs ont aussi institué des expériences afin de contrôler ou de vérifier certaines des relations théoriques qui ont été proposées par divers auteurs pour établir un lien entre les valeurs des constantes d'aimantation d'un métal magnétique et celles des déformations élastiques auxquelles il est soumis.

La discussion de ces relations, dont le caractère de réciprocité a

(1) *Phil. Mag.*, t. XIV, 1er semestre 1907, p. 36.

tout d'abord été mis en lumière par J.-J. Thomson (et qui ont été données sous des formes un peu différentes par Heydweiller, Gans-Sano...), les conduit à retenir les suivantes :

$$\frac{de}{dH} = \frac{dI}{dT} + \frac{2\pi}{E} \cdot \frac{dI^2}{dH},$$

$$\frac{1}{E^2} \cdot \frac{dE}{dH} = -\frac{d^2I}{dT^2}, \qquad \frac{dT}{dH} = s\frac{dI}{dL},$$

où la signification des notations est :

e, allongement;
s, section;
T, tension;
T et L, torsion et couple de torsion;
H, champ magnétique;
I, aimantation;
E, module d'élasticité.

Les documents rassemblés dans les tableaux dont il a été question ci-dessus permettent de tracer des courbes qui fournissent graphiquement les valeurs des termes :

$$\frac{de}{dH}, \quad \frac{dE}{dH}, \quad \ldots, \quad \frac{dI}{dT}, \quad \ldots, \quad \text{etc.}$$

Les relations théoriques se trouvent vérifiées d'une manière satisfaisante. L'accord est particulièrement bon pour le nickel.

Toutefois, pour la première des relations, cet accord est meilleur quand on supprime de la formule théorique le terme $\frac{2\pi}{E} \cdot \frac{dI^2}{dH}$ introduit par Gans et Sano.

ANDREW STEPHENSON. — On the forcing of oscillations by disturbances of different frequencies (Sur les vibrations forcées produites par des perturbations de fréquences différentes). — P. 115.

L'oscillation simple d'un système peut être influencée de deux manières distinctes : soit par une force qui est fonction du temps seul, soit par une force qui dépend à la fois du temps et de la configuration du système.

Dans le premier cas, la résonance se produit seulement quand la période de la force est égale à la période libre du système ; dans le

second cas, les effets des perturbations peuvent devenir cumulatifs, quand le rapport de leur période à celle du système ébranlé atteint une valeur déterminée que le calcul indique.

Telle est la question que traite l'auteur en se plaçant à un point de vue purement mathématique.

S.-H. BURBURY. — Diffusion of gases as an irreversible process (La diffusion des gaz considérée comme opération irréversible). — P. 122.

Discussion de l'assertion suivante énoncée sous forme de loi par H. Bryan dans sa *Thermodynamique :*

« Lorsque deux gaz qui ont la même pression et la même température se mélangent par diffusion, la perte d'énergie utilisable, c'est-à-dire l'accroissement de l'entropie, est la même que si chacun des gaz composants se détendait dans le vide de manière à occuper tout le volume du mélange ».

La conclusion de l'auteur est que : La diffusion des gaz, de quelque manière expérimentale que l'on puisse pratiquement l'opérer, apparaît toujours comme une opération irréversible.

WALTER-L. UPSON. — Observations on the electric arc (Observations sur l'arc électrique). — P. 126.

Les présentes expériences comportent une série d'observations faites sur l'arc entre différentes électrodes (charbon-charbon, charbon-métal ou métal-métal).

L'arc était produit tantôt dans l'air, tantôt dans l'hydrogène ou le gaz d'éclairage. L'une des électrodes (ou les deux au besoin) pouvait être refroidie par un courant d'eau. On utilisait comme électrodes métalliques des électrodes de fer, de cuivre et d'aluminium.

L'étude a eu pour objet les déterminations suivantes :

Aspects et caractères généraux des différents arcs selon que l'un des métaux essayés (lorsqu'on fait usage d'électrodes hétérogènes) constitue l'électrode positive ou l'électrode négative ;

Maxima des longueurs des différents arcs pour un voltage constant ;

Tracé des caractéristiques [$I = f(E)$] des arcs d'une longueur uniforme de 0,05 pouce ;

Relations entre le voltage et l'intensité pour des arcs de longueur constante et pour des arcs de longueur variable.

Les résultats numériques de cette dernière étude s'accordent bien avec les formules de M[rs] Ayrton, soit :

Pour des arcs de longueur constante :

$$V = a + \frac{b}{I},$$

et pour des arcs de longueur variable :

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{I},$$

où V désigne la différence de potentiel en volts ; I, l'intensité en ampères ; l, la longueur de l'arc ; a, b, c, d, des constantes numériques.

Les relations conviennent également au cas des arcs dans l'hydrogène ou dans le gaz d'éclairage ; les valeurs des constantes numériques seules diffèrent ;

Observation des durées pendant lesquelles le courant dans l'arc peut être interrompu, c'est-à-dire l'arc peut être éteint sans qu'il cesse de se rallumer quand on rétablit le courant.

Ces dernières observations montrent que la durée d'extinction possible t est liée à l'intensité I du courant dans l'arc par une relation linéaire : $I = at$, où a est une constante.

R.-W. WOOD. — The magnetic rotation of sodium vapour at the D lines (La rotation magnétique de la vapeur de sodium dans le voisinage des raies D). — P. 145.

Le présent travail complète l'étude que l'auteur a déjà faite des constantes magnéto-optiques de la vapeur de sodium (1).

La rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière au voisinage de la raie D a été découverte par Macaluso et Corbino et étudiée par Hallo. Mais les mesures n'ont été exécutées que sur des milieux constitués par des flammes chargées de sels. Dans les présentes expériences, l'auteur opère sur de la vapeur (non incandescente) de sodium métallique, vapeur très dense, contenue dans des tubes d'acier ou de porcelaine.

(1) R.-W. Wood, *Magneto-optics of sodium vapour* (*Phil. Mag.*, octobre 1905).

Aussi, tandis que, dans les observations de Hallo, le maximum de rotation observée était de 15°, dans le travail actuel on a pu obtenir des rotations de 1 350°, c'est-à-dire de plusieurs circonférences.

Le mémoire contient des tableaux étendus des valeurs numériques obtenues.

Les observations s'accordent avec les relations que l'on peut déduire de la formule de Becquerel :

$$\delta = C\lambda \frac{dn}{d\lambda},$$

qui donne dans le cas de la vapeur de sodium :

$$\delta = \frac{C}{n}\left[\frac{A\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_{D_1}^2)^2} + \frac{B\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_{D_2}^2)^2}\right],$$

relation qui est également identique à la formule donnée par Drude.

Lord RAYLEIGH. — On the passage of sound through narrow slits (Sur le passage du son à travers des fentes étroites). — P. 153.

La théorie conduit à la conclusion curieuse que, si des ondes sonores planes tombent sur un écran réflecteur infiniment mince (parallèle au plan de l'onde), dans lequel est pratiquée une fente étroite, elles sont transmises d'une manière à peu près indépendante de la largeur de la fente.

L'auteur décrit certaines expériences assez délicates qui s'accordent avec les prévisions de la théorie.

Percival LOWELL. — A general method for evaluating the surface temperature of the planets ; with special reference to the temperature of Mars (Une méthode générale de l'évaluation de la température de la surface des planètes ; application particulière à la température de Mars). — P. 161.

L'auteur résume les travaux entrepris à ce sujet et rappelle les différentes déterminations déduites, soit uniquement de la considération des distances, soit de l'application de la loi de Stephan.

Les valeurs généralement admises paraissent beaucoup trop basses.

La discussion des résultats obtenus dans les observations bolométriques et actinométriques, la considération des albedos conduit

l'auteur à proposer la valeur de 9° C. pour la température moyenne à la surface de Mars.

Il donne en même temps les valeurs numériques approximatives d'éléments qu'il peut être intéressant de noter :

Point d'ébullition de l'eau........	44°
Pression de l'atmosphère.........	177 mm. ou $\frac{2}{9}$ de la pression de l'atmosphère terrestre.
Densité de l'air à la surface.......	$\frac{1}{12}$ de la densité de l'air à la surface de la Terre.

En supposant, bien entendu, que l'atmosphère de Mars ait la même constitution que l'atmosphère terrestre.

Taylor JONES. — A short period electrometer, and its use in determining the frequencies of slow electrical oscillations (Un électromètre à courte période et son emploi dans la détermination des fréquences des oscillations électriques de basse fréquence). — P. 238.

L'appareil en question est une sorte d'oscillographe électrostatique. L'emploi d'un pareil instrument est susceptible de rendre des services dans l'étude des oscillations électriques de basse fréquence et de voltages élevés. Le dispositif est en effet très simple et présente sur les oscillographes ou rhéographes l'avantage de ne nécessiter l'introduction dans le circuit d'aucune self-induction auxiliaire.

Ce dispositif est constitué essentiellement par un ruban mince de bronze phosphoreux tendu horizontalement à l'aide d'un ressort entre deux plaques métalliques très voisines. L'une de ces plaques est isolée et l'autre est reliée à l'une des extrémités du ruban.

Lorsque les plaques sont chargées et portées à une certaine différence de potentiel, le ruban est repoussé par l'une et attiré par l'autre. Un miroir léger, collé au ruban, et dont l'un des angles est maintenu fixe, tourne alors d'un petit angle et donne par sa rotation (enregistrée par la réflexion d'un rayon lumineux) une indication proportionnelle au carré de la différence de potentiel des plateaux électrométriques (comme dans la méthode idiostatique).

Tout le système, plaques, ruban et miroir, est immergé dans un liquide visqueux, diélectrique et transparent (ce liquide est constitué par un mélange à parties égales d'huile de castor et d'huile de machine à coudre Singer).

Lorsque les plaques sont soumises à une différence de potentiel à variation périodique, le miroir prend un mouvement de même période. Les oscillations du miroir sont enregistrées en recevant le rayon réfléchi sur un miroir tournant concave entraîné par un petit moteur électrique et projetant l'image sur une plaque photographique (ou une glace dépolie).

Pour obtenir la valeur des périodes, on enregistre simultanément les vibrations d'un diapason muni d'un miroir, qui réfléchit un rayon lumineux sur le miroir tournant.

Si l'on suppose qu'une force électromotrice harmonique amortie est appliquée à l'électromètre, l'équation du mouvement du miroir est de la forme :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + K\frac{dx}{dt} + n^2x = Ae^{-2\mu t}\sin^2 mt,$$

où n, qui est égale au produit par 2π de la fréquence des oscillations propres (non amorties) du miroir, dépend, entre autres choses, de la tension de la bande métallique, et où K dépend de la viscosité du liquide.

Si l'on remarque que le second membre de l'équation peut s'écrire :

$$Ae^{-2\mu t}\sin^2 mt = \frac{1}{2}Ae^{-2\mu t} - \frac{1}{2}Ae^{-2\mu t}\cos 2mt,$$

on voit que la force appliquée à la bande métallique mobile se compose d'une partie exponentielle et d'une partie harmonique amortie d'une fréquence double de la force électromotrice appliquée :

$$E = e^{-\mu t}\sin mt.$$

En traitant séparément les deux parties, on obtient la solution :

$$x = \frac{1}{2}\frac{Ae^{-2\mu t}}{4\mu^2 - 2K\mu + n^2} - \frac{1}{2}\frac{Ae^{-2\mu t}\cos(2mt + \alpha)}{\sqrt{(4\mu^2 - 4m^2 - 2K\mu + n^2)^2 + (8\mu n - 2Km)^2}},$$

où

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{8\mu m - 2Km}{4\mu^2 - 4m^2 - 2\mu K + n^2}.$$

Pour la mesure des périodes et des amplitudes, il convient d'amener le point le plus bas de la courbe sur la ligne zéro.

On trouve aisément la condition qui doit être remplie pour que x se réduise à la forme :

$$Be^{-2\mu t}\sin^2(mt + \varphi).$$

Elle est :

$$K^2 - 2n^2 - 4K\mu + 4m^2 + 8\mu^2 = 0.$$

Si m et μ ne sont pas très petits vis-à-vis de K et n, le système peut être ajusté de manière à satisfaire toujours aux conditions voulues. Il suffit de choisir convenablement le mélange liquide ou, plus simplement, de modifier la tension du ressort qui maintient la bande métallique.

L'auteur indique par divers exemples l'usage de l'appareil pour la mesure des périodes et des amortissements.

J.-A. FLEMING. — Some observations on the Poulsen arc as a means of obtaining continuous electrical oscillations (Quelques observations sur l'arc de Poulsen utilisé pour l'obtention d'oscillations électriques continues). — P. 254

Dans le dispositif utilisé, identique à celui de Poulsen, l'arc est produit dans une atmosphère de gaz d'éclairage entre une électrode de charbon (électrode négative) et une électrode de cuivre (électrode positive), qui est creuse et refroidie par un courant d'eau. L'enceinte dans laquelle se produit l'arc est une boîte métallique munie d'ajutages pour la circulation du gaz et de forme telle qu'elle puisse être engagée entre les pièces polaires d'un électro-aimant qui produit le soufflage magnétique de l'arc (le champ magnétique dont on fait usage est de 600 gauss).

Avec un courant continu de 400 à 500 volts, on obtient, en intercalant un rhéostat convenable, un arc stable qui consomme de 5 à 10 ampères sous une différence de potentiel de 300 à 350 volts.

Le circuit oscillatoire comprend un condensateur (d'une capacité de 0,00289 microfarad) constitué par une série de plaques métalliques séparées par des feuilles d'ébonite, réunies en parallèle et immergées dans de l'huile de pétrole, et une self-induction formée par huit tours de fils de cuivre enroulés sur un cadre de bois carré de 60 centimètres de côté.

Pour un régime de courant de 8 ampères dans l'arc, un ampèremètre thermique intercalé dans le circuit oscillatoire montre qu'il passe 5 ampères dans ce circuit, tandis que la différence de potentiel aux bornes du condensateur atteint 1 200 à 1 500 volts.

L'électrode de charbon est constamment maintenue en rotation lente (un tour en deux ou trois minutes) à l'aide d'un petit moteur

électrique ; on évite ainsi la production des champignons à la pointe, et le phénomène gagne beaucoup en régularité.

Cette régularité, d'ailleurs, laisse toujours beaucoup à désirer et ne peut être obtenue qu'à la condition d'observer de minutieuses précautions. Dans les circonstances les plus favorables, les oscillations ne présentent jamais le caractère de continuité parfaite ; il se produit de brusques changements de phase et même des variations de période.

Les discontinuités peuvent être aisément décelées en excitant par les oscillations un tube à néon animé d'un mouvement de rotation qui, au lieu de donner l'impression d'une nappe lumineuse parfaitement continue, montre des images intermittentes.

On peut également déceler le même effet en faisant agir à distance les oscillations sur un détecteur associé à un téléphone (l'auteur se sert pour cet objet du détecteur à gaz ionisé basé sur l'effet Edison). Le son rendu par le téléphone indique que les oscillations de l'arc subissent des interruptions irrégulières.

Selon l'auteur, l'explication du phénomène reposerait sur les considérations suivantes :

La caractéristique d'un arc dans l'hydrogène présente une chute beaucoup plus brusque que dans l'air, et l'effet se trouve encore exagéré lorsque l'arc se produit entre électrodes charbon-métal au lieu de se produire entre électrodes de charbon.

On constate, d'autre part, que la durée pendant laquelle on peut supprimer le voltage aux bornes d'un arc sans amener son extinction est beaucoup plus faible pour un arc dans l'hydrogène que pour un arc dans l'air.

On doit en inférer que ce sont deux conditions susceptibles de faciliter la production d'oscillations rapides.

La forme de la caractéristique de l'arc dans l'hydrogène fait qu'à une même variation de courant correspond une variation de voltage beaucoup plus grande que dans le cas de l'arc dans l'air, de sorte que l'on peut mettre en jeu, même avec un condensateur de faible capacité (c'est-à-dire dans un circuit dérivé de période propre, courte), une énergie notable.

En outre, la faible inertie thermique de l'arc permet à la température du cratère de suivre des variations très rapides du courant, même si le courant présente une intensité notable.

A l'appui de cette assertion, on peut faire valoir qu'un arc

charbon-aluminium qui présente, dans l'air, une caractéristique à chute brusque, permet d'obtenir des oscillations de fréquence comparable à celles que l'on obtient avec l'arc charbon-métal dans l'hydrogène.

S. TOLVER PRESTON. — On certain questions commeted with astronomical physics (Sur certaines questions en rapport avec l'astronomie physique). — P. 265.

Examen des relations qui existent entre les mouvements actuels *directs* ou *rétrogrades* des différentes planètes et de leurs satellites et le mouvement de rotation de la nébuleuse primitive.

Lord RAYLEIGH. — On the light dispersed from fine lines ruled upon reflecting surfaces or transmitted by very narrow slits (Sur la lumière diffusée par des traits fins tracés sur une surface réfléchissante ou transmise par des fentes très étroites). — P. 350.

Le problème de l'incidence d'ondes planes sur un obstacle cylindrique, dont le rayon est petit vis-à-vis de la longueur d'onde et dont l'axe est parallèle au plan des ondes, a été traité par l'auteur dans la « théorie du son ». Il y ajoute ici quelques développements théoriques complémentaires et donne l'explication de certaines observations faites par Fizeau sur la lumière diffusée par des surfaces réfléchissantes rayées de traits fins. Cette lumière diffusée est toujours fortement, et parfois complètement polarisée, le plan de polarisation étant parallèle à la direction des traits, c'est-à-dire perpendiculaire au plan d'incidence.

Une surface d'argent, polie par frottement (de rouge d'Angleterre) toujours dans un même sens, montre bien le phénomène.

En observant la lumière diffusée à l'aide d'un nicol, on voit qu'elle est polarisée et que la polarisation a le sens inverse de celui qu'elle aurait si la surface métallique était remplacée par une lame de verre.

La théorie de lord Rayleigh explique les différentes particularités du phénomène.

W. NICHOLSON. — The scattering of sound by spheroids and disks (La diffraction du son par des sphéroïdes et des disques). — P. 364.

Dans ce mémoire purement mathématique, l'auteur ajoute quel-

ques compléments aux calculs donnés par lord Rayleigh dans la « théorie du son ».

S.-H. BURBURY. — On the work which may be gained during the mixture of gases (Sur le travail qui peut être gagné dans le mélange des gaz). — P. 422.

Additions à un récent article du même auteur sur la question [1], à propos d'une remarque de lord Rayleigh.

G. MELANDER. — On the production of statical electricity by the action of heat and light (Sur la production d'électricité statique par l'action de la chaleur et de la lumière). — P. 450.

L'auteur a institué des expériences pour examiner si l'origine du champ électrique terrestre ne pourrait être rapportée à des charges statiques prenant naissance par l'action des rayons solaires.

Ces expériences étaient exécutées avec un électromètre Dolezalek assez sensible pour donner une déviation de 17 millimètres par millivolt. L'aiguille est portée au potentiel de 89 volts. L'une des paires de quadrants étant reliée à la terre, et l'autre à un disque métallique isolé et placé dans une cage de Faraday, on introduit dans la cage et l'on approche du disque métallique le corps dont on cherche à déterminer la charge. On a constaté ainsi que les divers diélectriques solides prennent des charges notables quand ils sont insolés. La paraffine, la gutta, la cire à cacheter, l'ébonite se chargent négativement, le verre positivement.

L'effet est plus délicat à observer avec les métaux, en raison de la nécessité où l'on se trouve de les maintenir à l'aide d'un support de matière isolante.

Il paraît bien, toutefois, qu'ils présentent le même phénomène.

Une sphère de laiton, notamment, prend nettement une charge négative.

L'effet est lié à l'insolation et subit des variations notables tant avec les saisons que dans le cours d'une même journée.

On a essayé, sans succès, de le produire à l'aide de sources artificielles (bec Bunsen, arc à mercure). L'action de l'arc électrique développe cependant de faibles charges négatives.

---

(1) Voir p. 803.

Les radiations actives ne paraissent pas appartenir à l'ultra-violet. car elles ne sont pas arrêtées par le verre. On doit écarter l'hypothèse de la production de charges par le frottement de poussières atmosphériques entraînées par des courants d'air au voisinage des corps insolés, car ces charges se développent de la même manière lorsque les corps sont protégés par des lames de verre.

L'auteur attribue le phénomène à l'élévation de température produite par les rayons solaires. Il le rapproche du fait bien connu du développement d'électricité que l'on obtient en frottant l'un contre l'autre deux morceaux de paraffine dont la température n'est pas la même, et l'explique par des considérations basées sur le mouvement des électrons.

D.-N. MALLIK. — Magnetic induction in spheroids (Induction magnétique dans les sphéroïdes). — P. 455.

Mémoire mathématique.

JAMES RUSSELL. — The superposition of mechanical vibrations (electric oscillations) upon magnetization and conversely, in iron, steel, and nickel [La superposition de vibrations mécaniques (et d'oscillations électriques) à l'aimantation et inversement, dans le fer, l'acier et le nickel]. — P. 468.

Dans les nombreuses observations qui ont été faites de ces phénomènes, les expérimentateurs se sont bornés en général à faire agir les vibrations sur un échantillon aimanté au préalable. L'auteur expose ici les résultats de recherches entreprises par l'application de deux procédés expérimentaux distincts :

A. Les vibrations mécaniques sont superposées à l'action d'un champ *constant* ;

B. Un champ variable est superposé à l'action de vibrations *constantes*.

Pour obtenir des mesures quantitatives, on opère en fixant un fil du métal magnétique soumis aux essais au timbre d'une sonnerie électrique.

Ce fil est tendu horizontalement à l'aide d'un levier qui porte un poids et disposé, perpendiculairement au méridien magnétique, dans l'axe d'une bobine magnétisante.

La réalisation des deux conditions expérimentales différentes peut

être obtenue à volonté en actionnant la sonnerie dont le timbre maintient le fil en vibration, ou en la laissant en repos.

Des diagrammes, joints au mémoire, traduisent les résultats expérimentaux obtenus.

Dans les conditions A, vibrations superposées au champ, l'effet des vibrations mécaniques (ou des oscillations électriques) peut être traduit d'une manière générale en disant qu'il y a réduction de l'hystérésis.

Dans les conditions B, variation du champ superposée à des vibrations constantes, les effets ne peuvent être traduits simplement par une modification de l'hystérésis.

On peut cependant dire d'une manière générale que les vibrations ou les oscillations amènent un accroissement de la perméabilité dans les champs faibles, et un décroissement de la perméabilité dans les champs intenses.

Dans des champs suffisamment intenses, les vibrations ou les oscillations doivent *gêner* la désaimantation.

R.-W. WOOD. — A simple treatment of the secondary maxima of grating spectra (Méthode simple pour traiter la question des maxima secondaires des spectres des réseaux). — P. 477.

Méthode géométrique élémentaire reposant sur l'application aux réseaux de la considération de la spirale de Cornu.

ALBERT CAMPBELL. — On the measurement of mutual inductance by the aid of a vibration galvanometer (Sur la mesure des inductances mutuelles à l'aide d'un galvanomètre à vibrations). — P. 494.

Un galvanomètre « à vibrations » est un galvanomètre dont on peut modifier la période d'oscillation de l'équipage mobile de manière à mettre cet équipage en synchronisme avec les alternances du courant que reçoit le galvanomètre.

Lorsque la période d'oscillation est égale à celle du courant, l'effet de résonance (mécanique) accroît dans une proportion notable l'amplitude des déviations, de sorte que la sensibilité de l'instrument peut devenir une centaine de fois plus grande que quand on ne met pas la résonance à profit.

D'ailleurs, comme l'accroissement de la sensibilité ne se pro-

duit que pour une période déterminée, l'appareil n'est sensible que pour une seule fréquence, de sorte que, pour un appareil accordé, toutes les formes de courant peuvent être traitées comme des courants sinusoïdaux.

L'introduction d'un pareil instrument dans les méthodes de mesure est due à Wien, qui imagina pour cet objet le « téléphone optique » (sensibilité $3 . 10^{-7}$ ampère pour 1 millimètre de déviation à 1 mètre).

Le galvanomètre de Rubens, qui est 4 fois plus sensible environ, est constitué par un équipage de petits aimants suspendu à un fil de torsion entre les pièces polaires d'un aimant permanent. Les pièces polaires portent des bobines dans lesquelles circule le courant alternatif à mesurer. On met l'équipage en résonance en agissant sur la suspension, dont la longueur est variable.

L'auteur décrit un instrument à bobine mobile.

La bobine est suspendue dans un champ magnétique invariable à un faisceau de fils de soie et maintenue à la partie inférieure par un bifilaire dont on peut modifier la tension à l'aide d'un ressort.

La méthode employée pour exécuter les mesures d'inductances est la méthode Carey-Foster : on remplace le galvanomètre par le galvanomètre à vibrations et l'on fait usage d'une source à courant alternatif.

Une légère modification à la méthode connue consiste à ajouter une résistance S en série avec le condensateur K. A la relation :

$$M = KRr, \tag{1}$$

que donne la méthode Carey-Foster, lorsque l'équilibre est obtenu (M, coefficient d'induction mutuelle que l'on mesure ; K, capacité du condensateur ; R, résistance non inductive fixe ; r, résistance non inductive de réglage), on doit ajouter alors la suivante :

$$L = M \frac{R + S}{R}. \tag{2}$$

où L représente la self-induction de la branche qui contient le secondaire de l'inductance que l'on mesure, en série avec la résistance de réglage r.

Les conditions (1) et (2) peuvent être satisfaites par des réglages *indépendants* de K, ou de r et S, réglages qui ne dépendent pas de la fréquence utilisée. Aussi l'équilibre s'obtient-il avec une grande facilité.

L'auteur indique les précautions à prendre afin de mettre le galvanomètre en résonance et de s'assurer si le résultat est atteint.

E.-H. BARTON. — The lateral vibration of bars treated simply (Manière simple de traiter le problème de la vibration transversale des verges). — P. 578.

Le sujet a été complètement traité par divers auteurs en faisant appel aux ressources de l'analyse.

Lord Rayleigh, notamment, part des expressions de l'énergie potentielle de flexion et de l'énergie cinétique des éléments de la barre dues tant à la translation qu'à la rotation, et arrive au résultat par l'emploi du calcul des variations.

L'auteur donne une méthode élémentaire intéressante qui permet d'obtenir des valeurs suffisamment approchées de la position des nœuds et de la hauteur des sons émis (son fondamental et sons supérieurs).

Le calcul est appliqué successivement aux principaux cas suivants :

Les deux bouts fixés ;

Les deux bouts libres ;

Les deux bouts supportés ;

Un bout fixé et un bout libre ;

Un bout libre et un bout supporté ;

Un bout supporté et un bout fixé.

La comparaison des valeurs fournies par le calcul approché à celles que donne le calcul exact montre que l'approximation est très satisfaisante.

C.-V. RAMAN. — The curvature method of determining the surface tension of liquids [La méthode de détermination de la tension superficielle des liquides par mesure de la courbure (des gouttes)]. — P. 591.

Le principe de la méthode a été indiqué par lord Kelvin.

L'auteur décrit un dispositif qui permet de l'appliquer et d'obtenir des mesures correctes.

Lorsqu'une goutte de liquide est formée à l'orifice d'un tube vertical (et prête à tomber), on a une relation simple entre la forme du ménisque et la tension superficielle.

Cette relation est :

$$\frac{2T}{\rho} = g\sigma h,$$

ou T désigne la tension superficielle ; ρ, le rayon de courbure du ménisque; σ, la densité du liquide ; g, l'accélération de la pesanteur, et h, la flèche du ménisque.

Pour s'en servir à la détermination de T, il suffit de mesurer ρ et h.

La valeur de ρ peut être déterminée en mesurant les coordonnées x et y de la courbe méridienne de la surface du ménisque.

On a sensiblement :

$$\rho = \text{limite } \frac{y^2}{2x} \text{ pour } x = 0.$$

En pratique, il suffit de faire la mesure pour deux ou trois valeurs de x dans le voisinage du sommet.

Ces mesures ne sont pas effectuées sur la goutte même, mais sur une épreuve photographique de la goutte.

Cette épreuve est obtenue en éclairant fortement la goutte par le faisceau de lumière parallèle que l'on produit en faisant éclater une étincelle brillante au foyer d'une lentille achromatique de $1^{m},30$ de distance focale, et disposant, tout près de l'orifice du tube qui porte la goutte, une plaque sensible.

Pour obtenir la goutte elle-même et pouvoir mesurer avec précision la flèche du ménisque, on emploie le dispositif suivant. Le tube vertical ($0^{cm},6$ de diamètre) qui porte la goutte est relié par un tube de caoutchouc à un tube plus large (2 centimètres de diamètre), de manière à former avec lui un système de vases communicants.

On règle la hauteur du tube large de manière à ce qu'il se produise un ménisque (très aplati) à l'orifice quand la goutte est formée et prête à tomber de l'orifice du tube vertical étroit.

La surface à peu près horizontale de ce grand ménisque se trouve photographiée en même temps que celle de la goutte.

Les mesures des paramètres des courbes s'opèrent sur les épreuves examinées au microscope.

Il y a lieu de tenir compte de la courbure du grand ménisque. Si l'on désigne par R son rayon de courbure, la relation donnée ci-dessus doit être remplacée par la suivante :

$$2T\left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{R}\right) = g\sigma h ;$$

h désigne alors la différence de niveau des deux sommets.

De l'ensemble des mesures exécutées, l'auteur déduit la valeur de 75 à 77 dynes par centimètre pour la tension superficielle de l'eau distillée à la température de 30° C.

Lord RAYLEIGH. — On the relation of the sensitiveness of the ear to pitch investigated by a new method (Recherche de la sensibilité de l'oreille à la hauteur des sons par une nouvelle méthode). — P. 596.

Dans des recherches antérieures, l'auteur avait été conduit à attribuer à l'amplitude s de la condensation dans l'onde progressive les valeurs minima suivantes comme capables de produire une impression sur l'oreille pour différents nombres de vibrations :

$N = 256$	$s = 6{,}0 \times 10^{-9}$
$N = 384$	$s = 4{,}6 \times 10^{-9}$
$N = 512$	$s = 4{,}6 \times 10^{-9}$

Ces valeurs montrent qu'il n'y aurait aucune différence appréciable entre les vibrations de 384 et de 512 par seconde.

Or Wien, en opérant avec un téléphone, est arrivé à des conclusions notablement différentes.

Wien traduit la sensibilité par l'excès de pression Δ [ce nombre Δ est d'ailleurs proportionnel à s $\left(\Delta = \frac{C}{c} s\right)$] et trouve, notamment, que, de $N = 200$ à $N = 800$, Δ varie de $1{,}0 \times 10^{-9}$ à $2{,}3 \times 10^{-11}$.

L'auteur a donc repris les expériences en employant un dispositif expérimental nouveau afin de contrôler ces résultats divergents. Il estime tout d'abord que l'on doit rejeter l'emploi d'un téléphone en raison des nombreuses causes secondaires de perturbations possibles, et s'est servi uniquement de l'impression directe sur l'oreille.

Comme sources sonores, il s'est arrêté à l'emploi de sortes de timbres ou cloches maintenues en vibrations à l'aide d'un électro-aimant disposé transversalement à l'intérieur selon un diamètre.

Par l'application de la loi de similitude mécanique dans la construction de ces timbres, on peut obtenir telle échelle de tons que l'on désire.

Les timbres qui donnent les nombres de vibrations 128 et 256 ont des dimensions qui sont dans le rapport de 1 à 2.

L'expérience montre que, pour donner la même impression sonore sur l'oreille à des distances dont le rapport est également de 2 à 1, il faut donner à l'amplitude des vibrations du timbre le plus grand une valeur 4 fois plus grande qu'à celle du plus petit.

On doit en inférer que, pour produire une même impression sur l'oreille, la condensation exigée avec la fréquence de 128 vibrations est le *double* de celle qui est exigée avec la fréquence de 256 vibrations.

L'application du même procédé a permis de comparer les effets de vibrations de fréquences différentes.

Si l'on désigne par 1 la condensation capable de produire l'impression sonore pour la fréquence de 512 vibrations, on obtient le résultat suivant :

N...........	512	256	128	85
s...........	1	1,6	3,2	6,4

Bien qu'il se produise une variation appréciable de la sensibilité de l'oreille entre 256 et 128 vibrations, cette variation est bien moindre que ne l'indiquent les valeurs données par Wien, et la faiblesse de la variation au-dessus de 256 vibrations reçoit une nouvelle confirmation.

J.-S. DOW. — A form of cosine flicker photometer
(Une forme de photomètre à cosinus à clignotement). — P. 644.

L'éclairement produit sur une surface blanche par une source située à la distance d et dont les rayons tombent sous l'incidence θ ayant pour expression $\frac{I \cos \theta}{d^2}$, on peut opérer des mesures d'intensité en faisant varier l'angle d'incidence θ au lieu de faire varier la distance.

Un appareil basé sur ce principe est un «photomètre à cosinus». Sous la forme que lui a donnée l'auteur, il comprend comme pièce essentielle un dièdre dont les faces portent des écrans identiques et qui est susceptible de tourner, dans un sens ou dans l'autre, autour d'un axe parallèle à l'arête. Les écrans reçoivent les flux lumineux des deux sources à comparer. Ces sources sont disposées symétriquement de part et d'autre du système d'écrans mobiles, à une distance rigoureusement égale. L'observation est facilitée par un miroir qui permet de voir simultanément dans le même plan, et en contact, les deux plages éclairées.

Soient A et B les deux sources d'intensités I_1 et I_2.

Lorsque le système des écrans est dans le plan de symétrie, l'incidence des rayons a la même valeur α pour chacune des sources, et les

éclairements respectifs sont :

$$\frac{I_1 \cos \alpha}{d^2}, \qquad \frac{I_2 \cos \alpha}{d^2}.$$

Si $I_1 = I_2$, les plages sont également éclairées.

Mais, si $I_1 \neq I_2$, $I_1 > I_2$ par exemple, on doit faire tourner le dièdre d'un certain angle θ pour rétablir l'égalité d'éclairement.

On voit aisément que l'on a :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\cos(\alpha - \theta)}{\cos(\alpha + \theta)}.$$

En tournant, le système des écrans entraîne une aiguille qui donne l'angle ou directement le rapport $\frac{\cos(\alpha - \theta)}{\cos(\alpha + \theta)}$ sur un cadran divisé.

L'appareil peut être aisément transformé en photomètre à clignotement en disposant devant le miroir un oculaire composé dont l'une des lentilles est maintenue en vibration par un moyen mécanique quelconque.

Pour comparer les intensités de deux sources hétérochromes, on fait en sorte que le clignotement se produise seulement au centre du champ. On obtient alors trois bandes : deux bandes latérales d'éclat uniforme et de teintes différentes, et une bande centrale où se produit le clignotement.

On juge de l'égalité de l'éclairement des plages colorées en se basant sur la disparition de ce clignotement.

On peut aussi donner à la lentille un mouvement vibratoire assez rapide pour que la bande centrale prenne une teinte uniforme intermédiaire entre les teintes extrêmes ; la comparaison des éclairements se trouve alors facilitée.

Les deux procédés ne conduisent pas, toutefois, à des appréciations tout à fait identiques.

L'auteur donne un certain nombre de résultats obtenus pour différentes sources artificielles en faisant usage ou non de l'écran de Crova.

J.-A. FLEMING. — On magnetic oscillators as radiators in wireless telegraphy (Sur les oscillateurs magnétiques employés comme émetteurs en télégraphie sans fil). — P. 677.

L'auteur désigne sous le nom d'*oscillateur magnétique* un oscillateur *fermé*, réservant le nom d'*oscillateur électrique* à un oscillateur

ouvert. L'oscillateur de Hertz est ainsi un *oscillateur électrique*, tandis que l'oscillateur de Blondlot serait un *oscillateur magnétique*.

De l'expression connue de l'énergie rayonnée par un oscillateur hertzien ouvert :

$$W = \frac{16\pi^4 m^2}{3\lambda^3},$$

en fonction de la longueur d'onde λ et du moment électrostatique m, on déduit aisément (en tenant compte du rapport des unités et substituant les valeurs numériques) :

Puissance rayonnée en watts :

$$w = 87 : 10^{-20} l^2 a^2 N^2,$$

l désignant la longueur de l'oscillateur, et N la fréquence des oscillations.

a est l'intensité efficace du courant oscillatoire supposé sinusoïdal et non amorti :

$$a = \frac{A}{\sqrt{2}},$$

A, amplitude du courant.

On peut donner à l'expression de l'énergie rayonnée par un oscillateur magnétique la forme analogue :

Puissance rayonnée en watts :

$$w = 4 \times 10^{-38} S^2 a^2 N^4,$$

S désignant la surface embrassée par le circuit oscillatoire ; N et a ont les mêmes significations que ci-dessus.

Ces expressions montrent que, pour l'oscillateur électrique, l'énergie rayonnée varie comme le *carré* du courant et comme le *carré* de la fréquence, tandis que, pour l'oscillateur magnétique, l'énergie rayonnée varie bien aussi comme le *carré* du courant, mais comme la *quatrième puissance* de la fréquence.

L'énergie rayonnée demeure donc très faible pour l'oscillateur magnétique, à moins que la fréquence ne soit très élevée.

Les expériences instituées avaient pour objet d'étudier le rayonnement d'un oscillateur magnétique, c'est-à-dire d'un oscillateur fermé, à distance.

On employait deux circuits d'émission différents, l'un constitué par une bobine de 5 tours de fil isolé enroulés sur un cadre en

bois carré de $2^{m},50$ de côté, l'autre par une bobine de 8 tours de fil enroulés sur un cadre de 66 centimètres de côté.

Ces circuits comprenaient des capacités convenables et étaient excités par un arc de Poulsen.

Les mesures étaient opérées sur des circuits de réception respectivement identiques comme dimensions aux circuits d'émission, c'est-à-dire constitués par des bobines de 5 tours et 8 tours de fil enroulés sur des cadres de $2^{m},50$ et 66 centimètres de côté.

Pour évaluer les effets produits dans les circuits récepteurs, on employait comme détecteur d'effet total un élément thermo-électrique (fer-constantan).

Cet élément était étalonné, au préalable, par comparaison avec un détecteur à *effet Edison*.

On accordait, d'ailleurs, les circuits d'émission et de réception en donnant une valeur convenable aux capacités respectives et ajoutant au circuit récepteur une self-induction réglable.

Les mesures étaient exécutées pour trois positions différentes des bobines :

Position A. — Les deux bobines verticales et parallèles ;

Position B. — Les deux bobines verticales et dans le même plan ;

Position C. — Les deux bobines horizontales.

Le transmetteur étant disposé successivement dans les positions correspondant à celles qui sont désignées par A, B, C, le récepteur est disposé dans l'une quelconque des positions A, B, C. On peut obtenir ainsi 9 combinaisons.

L'expérience montre tout d'abord que la combinaison de beaucoup la plus favorable est la combinaison CC, qui correspond au cas des deux bobines horizontales.

En faisant varier la distance entre les bobines, on constate que l'induction décroît très vite à mesure que la distance augmente, moins rapidement que l'inverse du cube, mais beaucoup plus que l'inverse du carré de la distance.

D'ailleurs, pour une même distance entre les bobines, le courant a toujours une valeur plus grande pour la position CC que pour les autres.

La distance des bobines au sol, ou la hauteur des bobines, exerce une influence marquée sur l'effet enregistré à la réception. Pour une valeur constante du courant d'excitation, le courant dans le circuit de réception passe par un maximum pour une valeur déterminée de la hauteur des bobines.

Le fait se produit également pour les positions AA et CC; mais le maximum est moins marqué dans la position CC et a lieu pour une valeur beaucoup plus faible de la distance au sol.

La comparaison des quantités respectives d'énergie rayonnée par les deux types de bobines utilisés est instructive.

Elle montre que l'influence de la surface est prépondérante. Les bobines les plus grandes (2^m,50 de côté) permettent d'obtenir un effet 340 fois plus considérable que les bobines les plus petites (66 centimètres de côté).

L'auteur a aussi comparé le rendement en énergie rayonnée des systèmes quand on y excite les oscillations par l'arc de Poulsen ou par l'étincelle.

En dépensant une quantité d'énergie 70 fois plus grande avec l'arc, on obtient seulement un courant 38 fois plus fort dans le circuit récepteur.

La méthode d'excitation des oscillations par étincelles paraît donc plutôt supérieure au procédé d'excitation des oscillations par l'arc.

Enrico CASTELLI. — Gradual modification of the first linear spectre of emission of mercury. Preliminary note (Modification graduelle du premier spectre de lignes d'émission du mercure. Note préliminaire). — P. 784.

En prenant à intervalles des photographies du spectre du mercure (source d'émission, lampe à arc à mercure) sur plaques orthochromatiques, l'auteur a observé que certains groupes de raies allaient en s'affaiblissant graduellement, tandis que d'autres groupes, d'abord peu marqués, devenaient de plus en plus intenses. C'est ainsi que les trois raies de longueurs d'onde 3663,3 ; 3654,9 et 3650,3 finissent par disparaître presque complètement, tandis que trois autres raies, 5790,49 ; 5769,45 ; 5460,97, qui sont à peine visibles sur les premières épreuves, donnent sur les dernières une impression plus forte que toutes les autres raies du spectre.

L'auteur suggère l'idée que ces modifications du spectre sont l'indice d'une véritable transformation d'élément analogue à celles que les récentes recherches de M. Ramsay ont mises en lumière.

C. Tissot.

ÉPREUVES RÉVERSIBLES DONNANT LA SENSATION DU RELIEF ;

Par M. G. LIPPMANN [1].

1. La plus parfaite des épreuves photographiques actuelles ne montre que l'un des aspects de la réalité ; elle se réduit à une image unique fixée dans un plan, comme le serait un dessin ou une peinture tracée à la main. La vue directe de la réalité offre, on le sait, infiniment plus de variété. On voit les objets dans l'espace, en vraie grandeur et en relief, et non dans un plan. De plus leur aspect change avec les positions de l'observateur ; les différents plans de la vue se déplacent alors les uns par rapport aux autres ; la perspective se modifie; les parties cachées ne restent pas les mêmes ; enfin, si le spectateur regarde le monde extérieur par une fenêtre, il est maître de voir les diverses parties d'un paysage venir s'encadrer successivement entre les bords de l'ouverture, si bien que dans ce cas ce sont des objets différents qui lui apparaissent successivement.

Peut-on demander à la Photographie de nous rendre toute cette variété qu'offre la vue directe des objets? Est-il possible de constituer une épreuve photographique de telle façon qu'elle nous représente le monde extérieur s'encadrant, en apparence, entre les bords de l'épreuve, comme si ces bords étaient ceux d'une fenêtre ouverte sur la réalité ? Il semble que oui ; on peut demander à la Photographie infiniment plus qu'à la main de l'homme. Je vais essayer d'indiquer ici une solution du problème.

2. La plaque sensible est à cet effet constituée de la manière suivante : Une couche d'émulsion est appliquée contre la face postérieure d'une lame transparente; la face antérieure, au lieu d'être pleine, comme dans les films en usage, est couverte de petites saillies en forme de segments sphériques. Chaque saillie est destinée à fonctionner comme lentille convergente, à projeter une image des objets situés sur un élément correspondant à la couche d'émulsion sensible. La plaque sensible se trouve donc divisée en un grand nombre de chambres noires minuscules accolées les unes aux autres, et que j'appellerai des cellules.

Cette disposition rappelle celle de l'œil composé du cristallin,

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 mars 1908.

chez le dytique, par exemple, la surface extérieure de l'œil est formée d'un grand nombre de cornées transparentes accolées hexagonalement, comme les cellules d'une ruche d'abeilles. Seulement les rétinules de l'œil composé sont remplacées ici par la couche d'émulsion sensible [1].

3. La première propriété d'un pareil système est de donner des images photographiques sans qu'on l'ait introduit dans une chambre noire. Il suffit de le présenter en pleine lumière devant les objets à représenter. L'emploi d'une chambre noire est utile, parce que chaque cellule du film est elle-même une chambre noire. Il faut, bien entendu, conserver la pellicule dans une boîte étanche à la lumière, n'ouvrir celle-ci que pendant le temps nécessaire à la pose, la pellicule demeurant immobile pendant ce temps; ensuite refermer la boîte, enfin aller développer et fixer dans l'obscurité.

Le résultat de ces opérations est une série de petites images microscopiques fixées chacune sur la rétine d'une des cellules.

Si l'on regardait l'épreuve photographique par derrière, c'est-à-dire en se mettant du côté de l'émulsion, on ne pourrait voir qu'un système des petites images juxtaposées, en nombre égal à celui des cellules.

L'observateur doit se placer du côté antérieur, ses yeux se trouvant à une distance arbitraire de la plaque, et celle-ci étant éclairée par transparence en lumière diffuse : appliquée par exemple contre un verre dépoli.

Il voit dans ce cas une *image unique, située dans l'espace et en vraie grandeur*.

En effet, pendant la pose, les rayons émanés d'un point antérieur A viennent converger au fond d'une cellule quelconque en un point a image de A (*fig.* 1). Cette image est révélée et fixée par les opérations photographiques. Lorsqu'ensuite on éclaire a, les rayons partant de a vont converger en A, en vertu du principe du retour inverse des rayons. Ceci s'applique à toutes les cellules qui ont reçu des rayons émis par A : toutes portant des images a, a, a qui ont pour image conjuguée le point A; toutes émettent des faisceaux lumineux qui convergent vers A. L'ensemble de ces faisceaux étroits forme

---

[1] Rappelons qu'un œil composé d'insecte fournit une série d'images minuscules photographiables. Ces images ont été photographiées par M. le Dr Vigier, qui a utilisé des yeux de coléoptère (1905-1907).

donc un large faisceau qui converge vers A (voir *fig.* 1) : c'est un faisceau large, puisqu'il a pour base toute la plaque sensible, ou du moins toute la partie de cette plaque d'où le point A était visible [1].

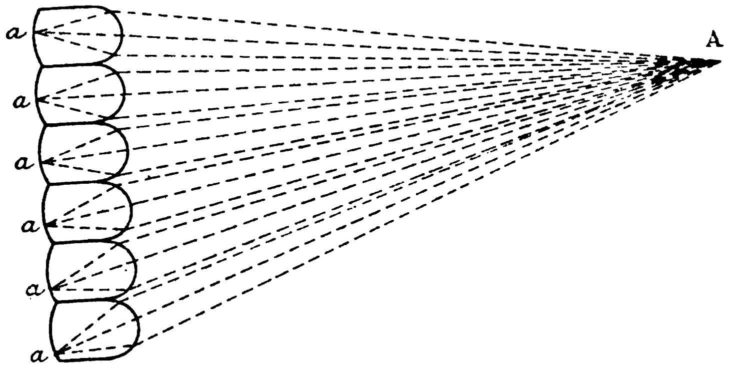


Fig. 1.

Ainsi, grâce à la propriété de la réversibilité, que possède la chambre noire, que possède par suite un système de chambres noires solidaires entres elles, il suffit d'éclairer par derrière ce système pour projeter dans l'espace une image réelle qui occupe la place du point A qui a posé. Il en est de même pour les autres points B, C, D du sujet photographié. Tous ces points se trouvent reconstitués sous la forme d'images aériennes.

4. Les procédés de développement ordinairement employés donnent un négatif. L'œil voit donc un négatif; de plus il y a renversement de droite à gauche et de haut en bas; il est donc nécessaire d'opérer un double redressement, photographique et géométrique.

On peut obtenir ce double renversement en copiant l'épreuve négative N sur une plaque vierge P, construite de la même manière que N. Pour faire cette copie, il faut mettre vis-à-vis l'une de l'autre les deux plaques, les faces antérieures, c'est-à-dire les petites lentilles, en regard, à une distance arbitraire. Le contact n'est pas nécessaire, non plus que le parallélisme des deux plaques. Les cellules peuvent avoir des dimensions différentes sur les deux plaques.

Après développement et fixage, la plaque P donne une image *po-*

(1) Dans le cas d'un paysage, d'un sujet à trois dimensions, il peut y avoir des parties cachées qui changent avec le point de vue.

sitive redressée virtuelle et égale à l'objet ; en d'autres termes, cette image est coïncidante avec l'objet photographié.

Pour le démontrer, considérons encore un point matériel A faisant partie de l'objet à reproduire. On l'a photographié d'abord sur la plaque N ; supposons que celle-ci soit restée en place pendant les opérations photographiques. Si on l'éclaire ensuite par derrière, les rayons émergents forment, en l'air, un large faisceau qui converge vers A. Interposons maintenant les plaques P sur le trajet de ces rayons convergents. Une cellule quelconque de P fait converger les rayons qu'elle reçoit vers un point a' situé sur sa couche sensible ; a' est l'image du point A, qui constitue dans ce cas un objet virtuel ; a' est fixé photographiquement ; quand on l'éclaire ensuite, a' fournit des rayons qui parcourent le même chemin qu'à l'entrée ; mais en sens inverse, c'est-à-dire que les rayons émergents divergent à partir de A. Le système de tous les points tels que a' fournit donc un large faisceau divergent à partir du point A ; en d'autres termes, ce point fournit une image virtuelle de A coïncidant avec A. Il en est de même de tous les points B, C, D de l'objet à photographier. L'œil voit donc une image virtuelle coïncidant avec l'objet.

L'aspect de cette image est celle même de l'objectif. Comme dans le cas d'une image virtuelle donnée par un miroir plan, on croit revoir l'objet en vraie grandeur au delà de l'appareil ; l'image se déplace et change d'aspect quand l'obturateur se déplace ; enfin l'aspect est différent pour les deux yeux, et le relief stéréoscopique binoculaire se produit avec l'aide d'un stéréoscope, comme dans le cas d'un miroir plan.

Enfin l'image donnée par P était virtuelle et égale à l'objet, l'œil accommode comme il le ferait pour l'objet, et sa distance à la plaque peut être quelconque.

5. Si la théorie de la plaque reversible est très simple, en revanche sa construction présente des difficultés techniques sérieuses. Je n'ai pu jusqu'à présent la réaliser que d'une manière très imparfaite, assez cependant pour vérifier le principe même du système, l'existence de l'image aérienne et unique, résultante des petites images cellulaires.

Quelques tentatives faites pour utiliser une lame de collodion moulée à chaud comme lame transparente ont donné de mauvais résultats. Le collodion et le celluloïd sont des matières optiquement

détestables. M. de Chardonnet a bien voulu me conseiller de renoncer à leur emploi et de constituer chaque cellule par une tigelle de verre convenablement taillée; je me suis bien trouvé de suivre son avis.

On trouve dans le commerce de petites loupes Stanhope, ayant la forme de bâtonnets dont chacune a environ 6 millimètres de longueur, et une section carrée de 2^{mm},5 de côté; l'une des extrémités est terminée par une surface sphérique; l'autre plane et à peu près au foyer de la première. Ces bâtonnets ont été accolés de manière à mettre leurs extrémités planes dans un même plan; on avait pris soin de noircir les surfaces latérales accolées avec du verni japon; enfin les surfaces ont été enduites d'une émulsion au gélatino-bromure sans grains.

Des plaques ainsi constituées ont été exposées devant divers objets (fenêtre, lampe à incandescence). J'ai pu voir, après développement et fixage, l'image résultante unique, en vraie grandeur. Cette image est dans l'espace, car elle demeure immobile quand on déplace la plaque parallèlement à elle-même; au contraire, elle suit les mouvements de l'œil quand la plaque demeure immobile : ce sont autant de vérifications de la théorie.

La continuité de l'image unique est indépendante de la dimension des cellules : elle est assurée, si les cellules sont accolées par des surfaces d'opposition négligeable. Pourvu que la couche de pigment qui lui répond soit très mince, il n'y aurait pas d'inconvénient à augmenter encore les dimensions de ses éléments, sauf que la plaque deviendrait plus épaisse et plus massive; par contre, il paraît devoir être plus facile de construire avec finesse des éléments qui ne soient pas trop petits.

RECHERCHES SUR LES MOBILITÉS DES IONS DANS LES GAZ (1);

Par M. A. BLANC.

Les mobilités ont été mesurées par une méthode qui dérive directement de celle du champ alternatif, employée par Rutherford (2).

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 3 juillet 1908.

(2) RUTHERFORD, *la Décharge des corps électrisés par la lumière ultraviolette* (*Ions, électrons, corpuscules*, t. II, p. 672).

Un plateau métallique A, entouré d'un anneau de garde, est en communication avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre Curie; l'autre paire de quadrants est au sol (la cage de l'appareil) et l'aiguille est portée à un potentiel élevé (90 volts ou 180 volts). Les quadrants qui communiquent avec A, d'abord au sol, sont isolés au moment de faire une mesure.

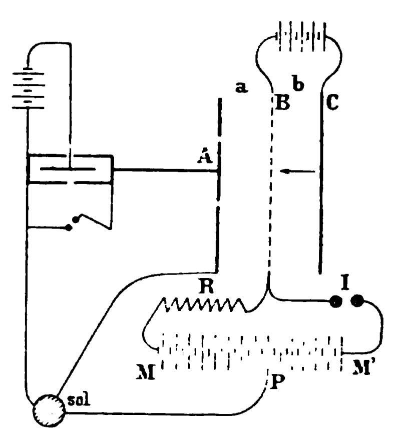


Fig. 1.

En face du plateau A est une toile métallique B, parallèle à A, à la distance a, et derrière B un autre plateau C, à la distance b de la toile métallique.

On établit entre B et C une différence de potentiel constante, produisant un champ électrique dirigé, par exemple, de C vers B, si on veut mesurer la mobilité des ions positifs. Entre B et A, on crée un champ alternatif de période T : pendant une demi-période, une différence de potentiel V, établie entre B et A, produit un champ de même sens que celui qui existe constamment entre C et B; pendant la demi-période suivante, une différence de potentiel V', égale ou supérieure à V et de signe contraire, produit un champ dirigé en sens inverse du précédent.

On produit des ions dans le gaz entre B et C, à l'aide d'un faisceau étroit de rayons Rœntgen par exemple. Les ions positifs se dirigent vers la toile métallique; ils peuvent la traverser et passer entre B et A quand le champ est dirigé de B vers A, l'intensité de ce champ étant toujours voisine de celle du champ qui existe constamment entre

C et B. Les ions positifs sont arrêtés au contraire par la toile métallique quand le champ est dirigé de A vers B.

Quand les ions positifs traversent la toile métallique, ils se dirigent vers le plateau A avec la vitesse :

$$v = k_1 \frac{V}{a}.$$

Quelques-uns de ces ions pourront atteindre A, si le temps qu'ils mettent pour parcourir la distance a est inférieur à $\frac{T}{2}$; si on fait croître progressivement V, l'électromètre commencera à dévier quand

$$\frac{a}{v} = \frac{T}{2}$$

ou

(1) $$\frac{a^2}{k_1 V_0} = \frac{T}{2}.$$

les ions qui n'ont pas atteint A, pendant la demi-période $\frac{T}{2}$, sont ramenés en arrière, pendant la demi-période suivante, par le champ dû à la différence de potentiel V', qu'on peut laisser constante quand V varie, pourvu qu'elle lui soit toujours supérieure.

A mesure que V augmente, à partir de la valeur V_0, l'intensité recueillie par l'électromètre augmente. Si on suppose que les ions qui ont traversé B et qui s'avancent vers A sont uniformément répartis dans le gaz et au nombre de n par centimètre cube, on a, S étant la surface du plateau A :

$$i = \left(\frac{k_1 V}{a} \times \frac{T}{2} - a\right) Sne \times \frac{1}{T},$$

(2) $$i = \frac{k_1 neS}{2a} V - \frac{aneS}{T}.$$

La courbe qui représente i en fonction de V serait donc une ligne droite si n ne dépendait pas de V. En réalité, n varie avec V, mais très lentement, de sorte que la courbe expérimentale est bien une droite dans le voisinage de la valeur V_0 ; il suffira, pour avoir V_0, de prendre l'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses, et l'équation donnera :

(3) $$k_1 = \frac{2a^2}{V_0 T}.$$

Pour mesurer la mobilité des ions négatifs, il suffit de changer le sens du champ constant entre C et B, ainsi que les signes des différences de potentiel V et V'.

Remarquons que la droite représentée par l'équation (2) a un coefficient angulaire indépendant de T ; donc la précision de la méthode ne dépend pas de la valeur choisie pour la période. Or, dans la formule (3), a entre au carré, de sorte qu'il est nécessaire de bien connaître cette distance, ce qui conduit à lui donner une valeur assez grande, et par suite à donner aussi des valeurs assez grandes à T, si on ne veut pas avoir pour V des différences de potentiel excessives.

Le système A, B, C tout entier est placé dans une boîte métallique fermée, communiquant avec le sol, à l'intérieur de laquelle on peut faire le vide et introduire différents gaz ; une fenêtre fermée par une lame d'aluminium permet de faire arriver des rayons Rœntgen entre B et C.

La toile métallique B est constituée par un cadre de laiton sur lequel ont été tendus des fils de cuivre tous parallèles entre eux, placés à 1 millimètre l'un de l'autre et ayant $0^{mm},3$ de diamètre.

La distance a entre A et B était de $2^{cm},90$ et la distance b entre B et C, de $3^{cm},23$. Le plateau A avait la forme d'un cercle de 5 centimètres de diamètre ; il était entouré d'un anneau de garde communiquant avec le sol.

La différence de potentiel entre B et C, constante pendant la durée d'une mesure, était obtenue à l'aide d'un nombre convenable d'accumulateurs *isolés*.

La grille B est reliée constamment au pôle M d'une batterie de petits accumulateurs, dont un point intermédiaire P est au sol (*fig.* 1) : la communication entre B et M est établie par l'intermédiaire d'une très grande résistance R (résistance en graphite de 200 000 ohms).

En outre, la grille B peut être reliée par un interrupteur à l'autre pôle M' de la batterie (le pôle positif, si on veut mesurer la mobilité des ions positifs). L'interrupteur I est alternativement ouvert et fermé pendant des temps égaux à $\frac{T}{2}$. Quand I est ouvert, B communique uniquement avec M et se trouve au potentiel du pôle M ; quand I est fermé, B est au potentiel de M', car la communication avec M par I présente une résistance négligeable par rapport à la résistance R. C'est la différence de potentiel entre M et le sol qui est égale à V' : on la laisse constante pendant la durée d'une mesure ; la

différence de potentiel entre M′ et le sol est égale à V : on la fait varier pour construire la courbe qui donne l'intensité recueillie par l'électromètre. Quant au temps qui s'écoule pour que le champ passe d'une valeur à l'autre, quand l'interrupteur I s'ouvre ou se ferme, il est complètement négligeable (il est certainement inférieur à un millionième de seconde).

L'interrupteur I était constitué par deux godets de mercure entre lesquels un pont oscillait avec la période T, de façon à fermer le circuit pendant une demi-période, et à l'ouvrir pendant la demi-période suivante. Ce pont était porté soit par une tige reliée au balancier d'un métronome, soit par une tige vibrante entretenue électriquement (à la façon d'un interrupteur de Foucault). La période T pouvait ainsi varier de $0^{sec},6$ à $0^{sec},14$.

Même avec ces périodes relativement longues, l'aiguille de l'électromètre n'avait pas d'oscillations gênantes, et on pouvait mesurer aisément le temps nécessaire pour que le spot se déplace de 10 divisions de l'échelle : c'est l'inverse, multiplié par 1000, de ce temps qu'on prenait pour mesurer l'intensité recueillie par le disque A. Il était seulement nécessaire d'isoler la paire des quadrants reliés à A avant de faire communiquer B avec tout le système RMM′I ; sinon l'aiguille de l'électromètre peut prendre, quand on isole les quadrants, une déviation considérable.

Il n'y avait pas lieu de tenir compte de la petite déviation que prend malgré tout l'aiguille quand on fait communiquer B avec le système RMM′I, car elle était très faible.

Les ions étaient produits entre B et C par un faisceau de rayons Röntgen parallèles à B ; mais il se formait toujours une petite quantité d'ions entre B et A par l'action des rayons secondaires qui proviennent du gaz lui-même. Il en résulte que l'intensité recueillie par A n'est pas nulle, même quand la valeur de V est inférieure à la valeur V_0 pour laquelle les ions qui ont pénétré par la grille commencent à atteindre A. L'intensité reçue par A, et qui provient des ions formés entre A et B, est de signe contraire à celle qui provient des ions qui entrent par la grille, dès que V est un peu inférieur à la différence de potentiel V′, laquelle reste constante quand V varie. Cette intensité est la seule qu'on mesure quand V est inférieur à V_0 ; elle est représentée par une droite qui s'écarte assez peu de l'axe des abscisses.

Finalement l'ensemble de la courbe qui donne, en fonction de V,

l'intensité reçue par A, se compose de deux droites, dont le point d'intersection correspond au potentiel V_0 de l'équation (3).

Quand le nombre d'ions qui traversent la grille B est assez grand, les deux droites ont des coefficients angulaires très différents, et leur point d'intersection est bien déterminé (*fig.* 2).

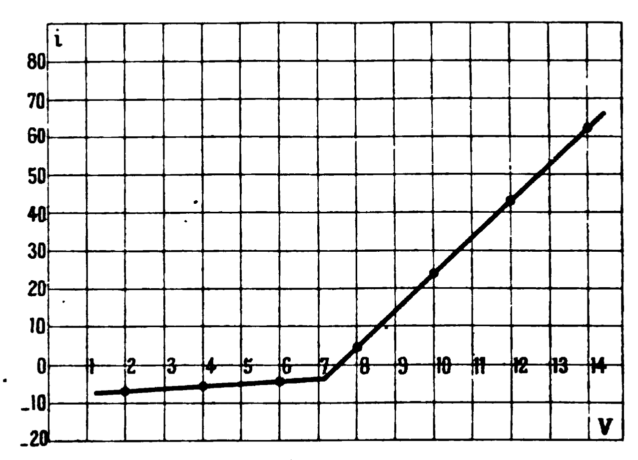


Fig. 2.

Dans ces mesures, les ions étaient toujours assez peu nombreux entre A et B pour ne pas modifier sensiblement le champ par leur présence. On obtenait des résultats concordants, en faisant varier le nombre des ions dans le rapport de 1 à 4 (en poussant le tube à rayons Röntgen), ou en utilisant d'autre part des champs dans le rapport de 4 à 1 (suivant qu'on prenait une période T égale à $0^{sec},14$ ou à $0^{sec},6$).

La méthode précédente a été utilisée pour mesurer les mobilités des ions dans des mélanges d'air et de gaz carbonique, de gaz carbonique et d'hydrogène.

L'air qu'on faisait entrer dans l'appareil était privé de gaz carbonique en passant bulle à bulle dans une dissolution concentrée de potasse; il était desséché par son passage dans deux flacons laveurs contenant de l'acide sulfurique et dans un long tube de verre rempli de coton de verre et d'anhydride phosphorique.

Le gaz carbonique était préparé dans un appareil de Kipp à l'aide de marbre blanc et d'acide chlorhydrique pur; on le faisait passer dans une dissolution saturée de bicarbonate de sodium pour arrêter l'acide chlorhydrique, puis, pour le dessécher, dans deux éprouvettes

à chlorure de calcium, dans deux éprouvettes à coton de verre et anhydride phosphorique, et enfin dans une éprouvette remplie de sodium en fil fin. Si le gaz contient encore de l'humidité quand il arrive sur le sodium, il peut contenir ensuite des traces d'hydrogène; mais cela n'est pas gênant, car nous verrons qu'il faut une forte proportion d'hydrogène dans le gaz carbonique pour modifier de façon sensible les mobilités des ions.

L'hydrogène était préparé par électrolyse d'une dissolution de soude à 15 0/0; l'appareil employé était celui de MM. Vèzes et Labatut ([1]). Le gaz était desséché en passant dans une série d'éprouvettes identique à celle du gaz carbonique : deux éprouvettes à chlorure de calcium, deux éprouvettes à coton de verre et anhydride phosphorique, une éprouvette à fil de sodium.

Avant d'étudier les mélanges, on a mesuré les mobilités dans les gaz purs. Ces mobilités ont été mesurées à des pressions voisines de la pression atmosphérique; elles ont été ramenées à la pression de 76 centimètres de mercure, en admettant que la mobilité est inversement proportionnelle à la pression, ce qui est exact pour des pressions de cet ordre, d'ailleurs très voisines.

La pression du gaz introduit dans l'appareil était mesurée à l'aide d'un manomètre à mercure.

Voici les résultats obtenus pour les mobilités des ions des deux signes (k_1 représente la mobilité des ions positifs, k_2 celle des ions négatifs) :

	Air	CO^2	H
k_1	380	250	1 600
k_2	600	308	3 000

Ces nombres peuvent être considérés comme exacts à deux centièmes près pour l'air et le gaz carbonique. Pour l'hydrogène la précision est bien moindre, car les deux droites, qui, par leur point d'intersection, déterminent le potentiel V_0 de l'équation (3), ont des coefficients angulaires assez voisins; il y a beaucoup moins d'ions qui traversent la grille, parce que leur coefficient de diffusion est bien plus grand que dans les autres gaz, de sorte qu'ils sont arrêtés par les fils de cuivre de B. Cet inconvénient ne se présente que pour l'hydrogène pur; il disparaît quand on opère sur un mélange contenant même assez peu de gaz carbonique. Les nombres précédents

([1]) Vèzes et Labatut, *Zeitschrift für anorganische Chemie*, t. XXXII, p. 464.

conduisent pour le rapport $\frac{k_2}{k_1}$ à des valeurs plus grandes que les nombres obtenus par la méthode des courants gazeux de Zeleny [1] ou par la méthode de Langevin [2]. Cela ne tient pas sans doute à la méthode, mais au fait que les gaz que j'ai employés étaient particulièrement secs.

L'influence de l'humidité est, en effet, très sensible ; elle diminue la mobilité des ions négatifs *et augmente celle des ions positifs*. Ce fait avait été observé par Zeleny pour le gaz carbonique ; je l'ai constaté également pour l'air. Voici les mobilités trouvées dans ces deux gaz saturés de vapeur d'eau à 15°.

	Air (pression totale de 753 mm.)	CO^2 (pression totale de 776 mm.)
k_1	450	258
k_2	490	250

Dans le gaz carbonique humide, les ions positifs ont même une mobilité plus grande que les ions négatifs.

Dans l'hydrogène humide, la mobilité des ions négatifs diminue certainement, mais l'augmentation de mobilité des ions positifs est de l'ordre de l'erreur possible.

Ces résultats concordent avec ceux que Townsend a obtenus pour les coefficients de diffusion des ions dans les gaz humides [3] ; il a trouvé que le coefficient de diffusion des ions négatifs diminue, tandis que celui des ions positifs augmente. Or le quotient $\frac{k}{D}$ doit rester constant [3] ; les mobilités doivent donc varier de la même façon que les coefficients de diffusion.

Dans la suite, pour les mesures de mobilités dans les mélanges de gaz, ces gaz ont toujours été desséchés comme il a été dit.

L'appareil étant rempli de gaz carbonique à la pression atmosphérique, on mesurait la mobilité, puis on faisait un vide partiel jusqu'à une pression mesurée par le manomètre à mercure, on rétablissait la pression atmosphérique en faisant arriver de l'hydrogène, et en faisant une nouvelle mesure de mobilité. Ainsi de suite jusqu'à

---

(1) ZELENY, *Mobilités des ions produits dans les gaz par les rayons de Röntgen* (*Ions, électrons, corpuscules*, t. II, p. 1117).
(2) LANGEVIN, thèse de doctorat p. 191 ; 1902.
(3) TOWNSEND, *Diffusion des ions dans les gaz* (*Ions, électrons, corpuscules*, t. II, p. 920).

ce que l'appareil fût plein d'hydrogène pur. Toutes les mobilités ont été rapportées à la pression de 76 centimètres de mercure.

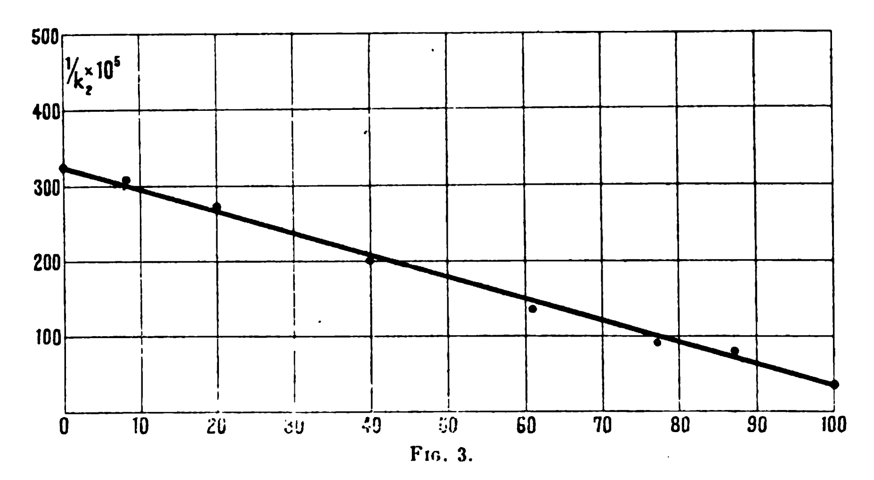


Fig. 3.

On opérait de même pour les mélanges de gaz carbonique et d'air.

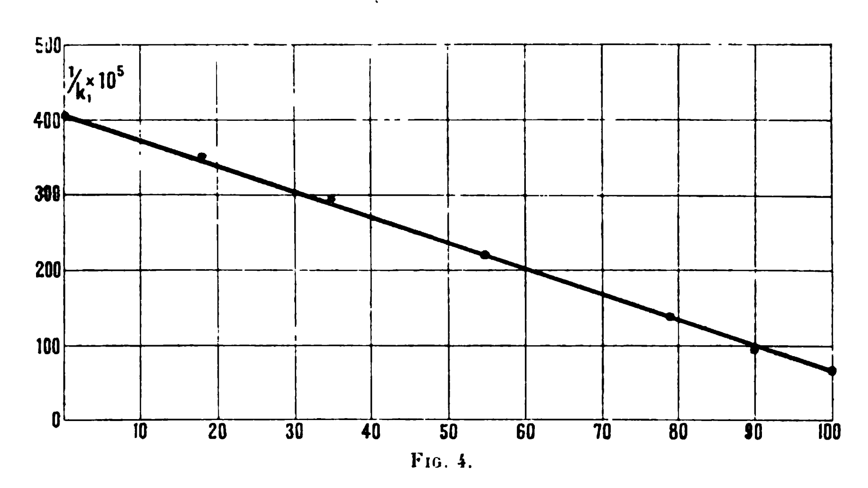


Fig. 4.

1. *Mélanges de gaz carbonique et d'hydrogène*. — Nous avons vu que la méthode donnait peu de précision dans le cas de l'hydrogène pur; il n'en est pas de même quand il y a un peu de gaz carbonique. Ceci prouve que les coefficients de diffusion diminuent très vite quand on ajoute un peu de gaz carbonique à l'hydrogène ; c'est un résultat

qu'on pouvait prévoir, puisque le quotient $\frac{k}{D}$ doit rester constant et que k diminue lui-même très vite, comme nous allons le voir.

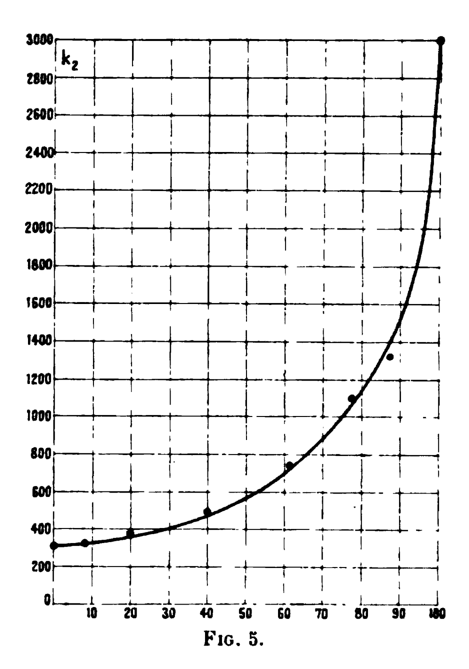


Fig. 5.

Les tableaux suivants donnent les résultats obtenus pour les ions des deux signes dans ces mélanges; chaque mélange est caractérisé par le rapport de la pression de l'hydrogène dans le mélange à la pression totale.

Tableau I. — *Ions négatifs.*

Rapport de la pression de l'hydrogène à la pression totale	0	8,2	20,1	40,1	61	77,3	87,2	100
k_2	308	325	372	492	734	1 100	1 330	3 000
$\frac{1}{k_2} \times 10^5$	325	307	268	203	136	91	75	33

Tableau II. — *Ions positifs.*

Rapport de la pression de l'hydrogène à la pression totale	0	18,2	34,7	54,6	79	90	100
k_1	250	288	342	456	736	1 069	1 600
$\frac{1}{k_1} \times 10^5$	400	347	292	219	136	93,4	62,5

La courbe qui représente l'inverse de la mobilité en fonction de la pression relative de l'hydrogène dans le mélange est *une ligne droite* pour les ions des deux signes (*fig.* 3 et *fig.* 4).

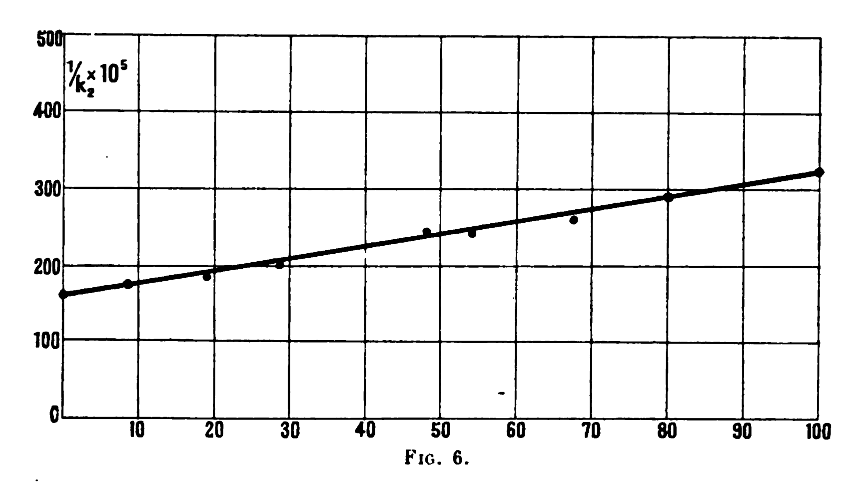


Fig. 6.

Par suite, la courbe qui représente la mobilité est une hyperbole dont les asymptotes sont parallèles aux axes (*fig.* 5).

Il résulte de cette forme de courbe qu'il suffit d'ajouter très peu de gaz carbonique à l'hydrogène pour que la mobilité diminue énormément ; au contraire, on peut ajouter assez d'hydrogène au gaz carbonique sans que la mobilité varie beaucoup.

II. *Mélanges d'air et de gaz carbonique.* — Les résultats relatifs à ces mélanges sont contenus dans les tableaux suivants :

Tableau III. — *Ions négatifs.*

Rapport de la pression du CO^2 à la pression totale	0	8.7	19,3	28,9	48,3	54,1	67.6	79,9	100
k_2	600	577	534	494	419	410	387	348	308
$\frac{1}{k_2} \times 10^5$	167	173,3	187,3	202,4	238,6	243,9	258,4	287,3	325

Tableau IV. — *Ions positifs.*

Rapport de la pression du CO^2 à la pression totale	0	15,9	41,9	59,9	83,9	100
k_1	380	360	317	287	271	250
$\frac{1}{k_1} \times 10^5$	263	278	315	345	369	400

Les courbes qui représentent les inverses des mobilités en fonction de la pression relative du gaz carbonique dans le mélange, *sont encore des lignes droites* (*fig.* 6 et *fig.* 7).

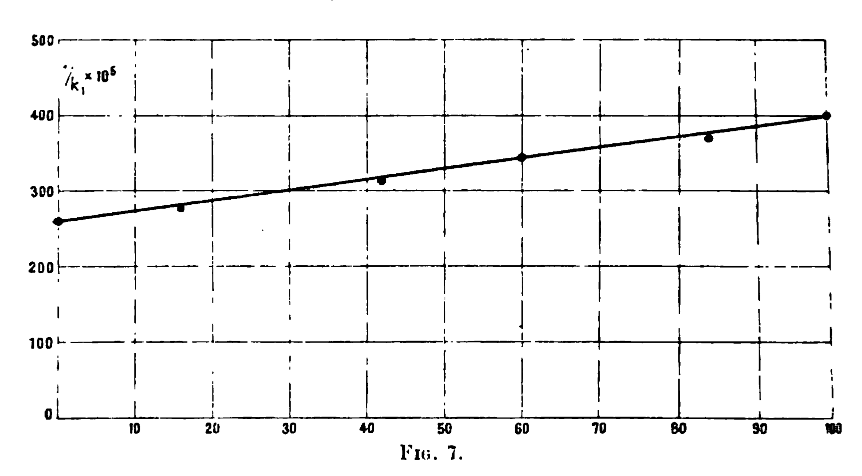


Fig. 7.

Considérons, dans un mélange de deux gaz, des ions positifs, par exemple, au nombre de p par centimètre cube. S'il existe un champ électrique X, les ions prendront, par rapport au gaz, une certaine vitesse u_1 ; la quantité de mouvement échangée dans l'unité de temps par les ions avec les molécules du premier gaz, dont la densité est ρ' dans le mélange, sera $A'_1\rho'\rho_1 u_1$. en appelant ρ_1 la densité des ions. On aura une expression analogue pour le deuxième gaz, et on pourra écrire [1], en supposant la pression uniforme pour les ions, l'équation de mouvement :

$$(4) \qquad \rho_1 \frac{du_1}{dt} = peX - A'_1\rho'\rho_1 u_1 - A''_1\rho''\rho_1 u_1.$$

Quand u_1 est devenu constant, le premier membre est nul ; on a :

$$u_1 = \frac{peX}{A'_1\rho'\rho_1 + A''_1\rho''\rho_1}.$$

Désignons par m' et m'' les masses des molécules des deux gaz ; soit n' et n'' le nombre de ces molécules par centimètre cube ; enfin, soit m_1 la masse de l'ion. On a :

$$\rho' = n'm', \qquad \rho'' = n''m'', \qquad \rho_1 = pm_1,$$

(1) Boltzmann, *Leçons sur la théorie des gaz*, traduction Gallotti, t. I, p. 186.

de sorte qu'on peut écrire :

(5) $$u_1 = \frac{e}{m_1 (A'_1 n'm' + A''_1 n''m'')} \times X.$$

Le facteur qui multiplie X n'est autre chose que la mobilité k_1 ; donc :

(6) $$\frac{1}{k_1} = \frac{m_1}{e} \left\{ A'_1 m'n' + A''_1 m''n'' \right\};$$

n' et n'' sont proportionnels aux pressions des deux gaz dans le mélange; leur somme est constante si la pression totale est constante. Donc $\frac{1}{k_1}$ sera une fonction linéaire de n' et de n'', c'est-à-dire des pressions des gaz dans le mélange, si les produits $A'_1 m'm_1$ et $A''_1 m''m_1$ sont à peu près indépendants de la composition du mélange pour les ions produits dans ce mélange. L'expérience nous a montré qu'il en est ainsi :

Or Langevin [1] a donné pour A'_1, dans le cas où les chocs entre ions et molécules ont une importance négligeable, l'expression :

$$A'_1 = \frac{e}{0{,}505} \sqrt{\frac{K'-1}{\rho'}} \sqrt{\frac{1}{m_1 (m' + m_1)}}$$

où K′ est le pouvoir inducteur spécifique du gaz considéré. Donc :

$$A'_1 m'm_1 = \frac{em'}{0{,}505} \sqrt{\frac{K'-1}{\rho'}} \sqrt{\frac{m_1}{m' + m_1}}.$$

Le facteur $m' \sqrt{\frac{K'-1}{\rho'}}$ est une constante du gaz; l'ion intervient seulement dans le facteur $\sqrt{\frac{m_1}{m' + m_1}}$. Donc, si m_1 dépend de la composition du mélange, *la masse de l'ion doit être notable par rapport à la masse m′ d'une molécule du gaz ;* le facteur en question est alors toujours voisin de l'unité. On est ainsi conduit à admettre que l'ion est formé par un groupement de molécules autour d'un centre chargé ; c'est la conséquence que Langevin a déduite de la valeur même des mobilités.

Les mêmes conclusions s'appliquent naturellement aux ions négatifs.

---

[1] LANGEVIN, *Une formule fondamentale de théorie cinétique* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 8ᵉ série, t. V ; 1905).

Remarquons que les ions se comportent, au point de vue de la diffusion, comme au point de vue de la mobilité, ainsi qu'il fallait s'y attendre, puisque $\frac{k}{D}$ est toujours constant. C'est ainsi que les coefficients de diffusion des ions, dans l'hydrogène, l'air, le gaz carbonique, sont proportionnels aux coefficients de diffusion dans ces gaz *d'une même vapeur*, telle que la vapeur d'éther ou la vapeur d'amide isobutylique ([1]). C'est une confirmation des résultats que j'ai obtenus pour les mobilités.

On peut se demander ce que devient le groupement de molécules constituant l'ion, quand on transporte celui-ci d'un gaz dans un autre([2]), du gaz carbonique dans l'air par exemple. (Je n'ai pas opéré avec le gaz carbonique et l'hydrogène, parce que, dans l'hydrogène, la méthode employée donne moins de précision et que l'expérience serait d'ailleurs plus difficile à réaliser.)

Les plateaux A, B, C, sont placés horizontalement : le plateau C est placé dans un cristallisoir en verre D, à une profondeur de 5 centimètres, la grille B est disposée au-dessus de C à une distance

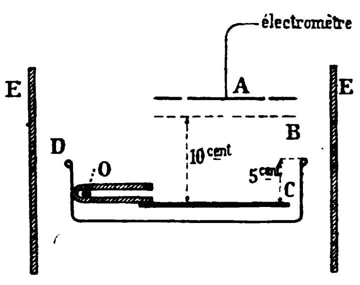


Fig. 8.

de 10 centimètres, et la distance de B au disque A, relié à l'électromètre, est de 1 centimètre seulement. Tout le système est protégé par un cylindre métallique E en relation avec le sol (*fig.* 8).

On fait arriver au fond du cristallisoir un courant très lent de gaz carbonique; au bout de quelques minutes, le niveau du gaz carbonique atteint le haut du cristallisoir et y demeure invariable, l'excédant du gaz s'écoulant tout autour.

([1]) J.-J. Thomson, *Conduction of Electricity through gases*, 2e éd., p. 39 et 40, 73 et 74.

([2]) J.-J. Thomson s'était posé cette question pour les ions négatifs : *Conduction of Electricity through gases*, 2e éd., p. 29. Il proposait de la résoudre par une expérience du genre de celle qui va être décrite.

On ionise le gaz carbonique dans une tranche mince très voisine du plateau C, à l'aide de rayons Röntgen ou mieux d'un peu de bromure de radium, convenablement placé entre deux feuilles de plomb dans le cristallisoir lui-même, en O. Les ions produits sont entraînés vers la grille B et pénètrent dans l'air (l'air du laboratoire non desséché); ces ions traversent la grille B et on mesure leur mobilité comme d'habitude. On fait toujours deux mesures successives, l'une sans faire arriver de gaz carbonique, l'autre une fois que le gaz carbonique remplit le cristallisoir D.

Les mobilités obtenues dans les deux cas ont toujours été identiques, et cela pour les ions des deux signes.

La *fig.* 9 représente, par exemple, les courbes d'où l'on déduit la mobilité des ions positifs; la courbe I correspond au cas de l'air, la

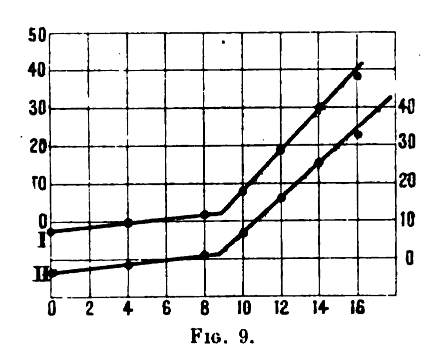


Fig. 9.

courbe II, à celui du gaz carbonique et de l'air superposés ; elles ont été déplacées l'une par rapport à l'autre dans le sens vertical pour plus de clarté. On voit que les deux points d'intersection correspondant aux deux courbes donnent exactement le même potentiel V_0. On en déduit $k_1 = 420$.

Pour les ions négatifs, on trouve de même $k_2 = 530$ dans les deux cas.

Ce résultat pourrait encore s'expliquer par la constance des produits $\Lambda_1 mm_1$, etc. (en fonction desquels s'expriment les mobilités), donc par la grosseur notable des ions. Mais il est probable aussi que le groupement qui constitue l'ion échange constamment des molécules avec le gaz ambiant, de sorte qu'il se détruit en passant du premier gaz dans le second pour se reformer avec des molécules de celui-ci.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRO-CAPILLAIRES DANS LES GAZ;

Par M. G. REBOUL.

I. — PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

1. *Introduction.* — Les expériences de Reiss, Guthrie, Elster et Geitel, Branly, Edison, ont montré que les métaux chauffés émettent, aux températures relativement basses, des charges uniquement positives, aux températures plus élevées, des charges positives et négatives. Edison [1], en particulier, a, le premier, signalé l'émission intense de charges négatives, par des fils de platine ou de charbon, chauffés dans le vide ; aussi donne-t-on le nom d'*effet Edison* à cette émission de charges négatives.

Les charges émises par les métaux chauffés ont été l'objet, ces dernières années, d'un grand nombre de travaux. Le cas le mieux étudié est celui du platine, qui présente sur les autres métaux l'avantage d'être inaltérable quand on le chauffe; mais, même dans ce cas, le phénomène apparaît très complexe [2]. Les résultats les plus nets sont dus aux travaux de H.-A. Wilson [3] et de Richardson [4].

En étudiant les charges négatives, émises par des métaux chauffés dans des gaz aux basses pressions, ces deux physiciens arrivent à peu près aux mêmes conclusions : le courant de saturation, preuve d'une émission limitée de particules, leur paraît lié à la température par une exponentielle de la forme :

$$C = AT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}}.$$

Mais les interprétations qu'ils donnent du phénomène sont différentes.

Pour Richardson, les charges négatives seraient dues à une émission d'électrons par le métal, et cette théorie, sur laquelle nous reviendrons plus loin, lui permet de retrouver la formule que l'expérience a donnée.

---

(1) EDISON, *Engineering*, 1884, p. 553.
(2) CHILD, *The physical Review*, t. XIV, p. 221 et 265; Mac CLELLAND, *Camb. Proc.*, t. XI, p. 296.
(3) H.-A. WILSON, *Philos. Trans.*, A. t. CCI, p. 243.
(4) RICHARDSON, *Philos. Trans.*, A. t. CCI, p. 497.

Pour H.-A. Wilson, l'émission des charges négatives serait due à l'hydrogène, occlus dans le métal, qui se dégagerait peu à peu : ainsi s'expliquerait l'apparence de fatigue que présente, à l'émission, un fil qui a déjà été chauffé. Il montre d'ailleurs qu'un fil de platine soigneusement purgé d'hydrogène par une ébullition prolongée avec de l'acide azotique, n'émet plus qu'une quantité extrêmement faible de charges négatives ; quant à la formule de Richardson, on peut l'établir par un raisonnement thermodynamique, analogue à celui que l'on fait pour l'évaporation.

Richardson (1) a montré que l'hydrogène occlus n'a aucune influence sur l'émission des charges négatives, car cette émission n'est pas augmentée lorsqu'on fait traverser le platine par un courant d'hydrogène. D'ailleurs l'hypothèse de H.-A. Wilson se concilierait mal avec ce fait, indiscutablement établi (2), que les oxydes métalliques émettent, eux aussi, des charges négatives ; les lois de l'émission étant les mêmes que pour le platine, il est probable que la cause du phénomène est dans les deux cas la même.

On ne peut guère non plus chercher une explication du phénomène dans une action du gaz sur le métal, l'émission étant sensiblement la même dans les gaz inertes, comme l'argon ou l'hélium, que dans l'air ou l'oxygène (3).

En somme, c'est l'hypothèse de Richardson qui, quoique la plus audacieuse, paraît la plus satisfaisante.

C'est également à Richardson (4) que l'on doit l'étude la plus nette des charges positives, émises par des fils de platine dans les gaz aux basses pressions. Les caractères de cette émission ressemblent à ceux de l'émission négative, mais l'origine des charges positives lui paraît différente de celle des charges négatives.

Les charges positives lui semblent dues aux gaz occlus dans le métal, Richardson montre, en effet, que le passage d'hydrogène, à travers du platine chauffé, augmente l'émission des charges positives.

A la pression ordinaire, la fatigue plus rapide des fils rend l'étude plus difficile : l'intensité et même le signe des charges émises dé-

---

(1) Richardson, *Proceedings of the Camb. Philos. Soc.*, vol. XIII, janvier 1906.

(2) Wehnelt, *Annalen der Physik*, t. XIV, n° 8 ; 1904.

(3) Frank Horton, *Proc. Roy. Soc.*, avril 1907, p. 96.

(4) Richardson, *Philos. Trans.*, t. CCVII, 1906, p. 1 ; — *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVIII, 1906, p. 192.

pendent de la nature du gaz, de la température, de la préhistoire du métal et d'altérations même légères de sa surface.

Les métaux qui se rapprochent du platine (1): iridium, osmium, tantale ont donné des résultats analogues. Quant aux métaux plus altérables, les résultats obtenus ne paraissent pas concluants. Stanton (2) a montré qu'une lame de cuivre chauffée émet des charges positives, mais qu'elle cesse de le faire dès qu'elle est recouverte d'une couche d'oxyde; la réduction de cet oxyde par de l'hydrogène provoque une émission de charges négatives : une oxydation serait donc accompagnée d'une émission positive, une réduction d'une émission négative.

Strütt (3) trouve, au contraire, qu'une action chimique du gaz sur le métal ne paraît pas favoriser les déperditions électriques de ce métal. Pour Brünner (4), ces déperditions varient beaucoup avec la nature du conducteur électrisé et l'état de sa surface. Enfin, plus récemment, Campetti (5) explique, par la formation d'oxydes de cuivre, l'émission de charges électriques par une lame de cuivre chauffée à l'air.

Je m'étais proposé de voir si les faits signalés par Stanton étaient susceptibles de généralisation et si l'on ne pourrait, à partir de ces phénomènes, obtenir quelque renseignement sur la relation qui doit vraisemblablement exister entre l'ionisation des gaz et les réactions chimiques.

2. *Dispositifs.* — Les métaux étudiés étaient des fils de cuivre, fer, nickel, argent, chauffés dans différents gaz à la pression ordinaire.

Le fil étudié était pris pour l'une des armatures du condensateur cylindrique qui devait recueillir les charges, l'autre armature était formée d'un cylindre de laiton parfaitement isolé. L'ensemble était disposé dans un cylindre concentrique plus large, qui, mis au sol, jouait le rôle d'écran électrostatique. Deux tubes à robinet permettaient d'introduire différents gaz dans le condensateur.

Quelques accumulateurs, placés sur les blocs isolants, servaient à chauffer le fil. Une batterie de petits accumulateurs permettait d'établir, entre ce fil et l'armature cylindrique du condensateur, une

(1) Radakovitz, *Wien. Ber.*, t. DCXIV, p. 759.
(2) Stanton, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1889, p. 559.
(3) Strutt, *Philos. Mag.*, t. IV, 1902, p. 98.
(4) Brunner, *Ann. der Physik*, t. XIV, 1904, n° 10.
(5) Campetti, *Il Nuovo Cimento*, mars 1907.

différence de potentiel variable à volonté. Les charges, émises par le fil, étaient donc immédiatement transportées, par le champ électrique, sur l'armature cylindrique ; cette armature était reliée à un électromètre Curie, qui permettait de mesurer ces charges.

La température du fil était déduite de la valeur de sa résistance : le fil était placé sur l'une des branches d'un pont de Weathstone; dès que la mesure des charges émises était faite, on faisait la mesure de la résistance du fil; la valeur de cette résistance donnait immédiatement la température, un étalonnage préalable faisant connaître les variations de la résistance en fonction de la température.

3. *Étude des charges positives.* — Aux températures relativement basses, l'émission est uniquement positive. Pour la sensibilité de l'électromètre employé, elle devient très nette vers 250-300° ; à des températures inférieures, le fil émet des charges rapidement limitées ; il éprouve une fatigue. Cette fatigue se manifeste d'ailleurs à toute température ; c'est elle qui complique l'étude du phénomène en rendant les résultats difficilement comparables.

La fatigue éprouvée par les fils dépend essentiellement de l'état de leur surface : elle est plus rapide avec les métaux qui se recouvrent d'une couche d'oxyde, comme le cuivre et le fer, qu'avec ceux dont la surface paraît inaltérable, comme le nickel et l'argent. Elle est beaucoup plus rapide pour un fil de cuivre chauffé à l'air que pour un fil de cuivre chauffé, à la même température, dans le gaz carbonique. L'altération de la surface provoque la fatigue : par exemple, un fil d'argent, après quelques minutes de chauffe, donne à l'air un courant à peu près constant de 150 unités; on remplace l'air du condensateur par de l'hydrogène sulfuré, le fil se recouvre d'une couche de sulfure, quand on le porte à nouveau dans l'air, à la même température, le courant est insignifiant et tombe à 2 unités.

Inversement, on fait disparaître, en grande partie, la fatigue du fil en faisant disparaître l'altération superficielle. La fatigue disparaît si l'on décape le fil par un acide, si on le chauffe dans l'hydrogène ou si on le passe à la filière.

Les réactions chimiques interviennent donc dans le phénomène, par l'altération superficielle qu'elles produisent, mais il semble que ce soient les métaux les moins attaquables qui émettent le plus de charges, car ils se fatiguent moins vite que les autres.

Si l'on cherche l'influence du temps de chauffe sur l'intensité des charges émises, on trouve que ces charges, à partir d'un fil neuf,

diminuent d'abord rapidement, puis tendent vers une valeur limite, d'autant plus grande que la température est plus élevée.

Si l'on augmente la différence de potentiel aux armatures du condensateur, les charges extraites n'augmentent pas indéfiniment, mais tendent vers une limite (courant de saturation), qu'il est facile de mettre en évidence et qui est atteinte pour 150 ou 200 volts : la conductibilité du gaz ne peut donc être due qu'à l'émission par le système métal-gaz d'une quantité de centres électriques bien déterminée pour chaque température.

Quelle que soit la nature du métal, la variation du courant de saturation en fonction de la température a lieu suivant une forme exponentielle.

Par exemple, avec des fils d'argent, on a obtenu :

Température	Courant
390°	6,5
418	13
433	20
460	35
513	93
531	135

Et aux températures plus élevées, en réduisant la sensibilité de l'électromètre :

Température	Courant
550°	9
585	18
647	30
695	120
770	200

Ces résultats sont résumés par les courbes (*fig.* 1).

4. *Étude des charges négatives.* — L'émission des charges négatives ne se produit que bien après celles des charges positives (vers 400 ou 500° C.), elle présente d'ailleurs les mêmes caractères.

La fatigue paraît liée à l'altération de la surface; le courant de saturation est facile à mettre en évidence, et sa variation avec la température a encore lieu suivant une fonction exponentielle.

Même aux températures les plus élevées, jusqu'à fusion des fils, les charges positives sont restées supérieures aux charges négatives; il y a donc une dissymétrie très nette entre l'émission positive et l'émission négative.

5. *Influence des réactions chimiques.* — Nous avons vu que l'oxydation du métal accélère la fatigue du fil ; on pourrait croire que l'émission des charges est due à l'oxydation, la couche d'oxyde formée, en arrêtant l'oxydation, donnerait au fil cette apparence de fatigue.

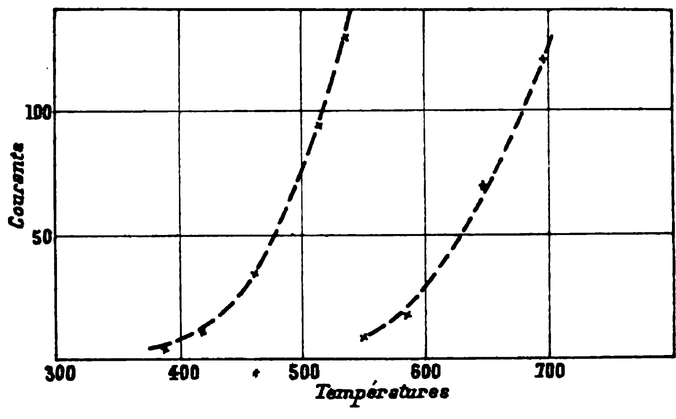


Fig. 1.

En chauffant les métaux dans le gaz carbonique, on arrête l'oxydation, mais on n'arrête pas l'émission des charges positives, qui est presque aussi intense qu'à l'air. Les caractères de la conductibilité sont d'ailleurs les mêmes qu'à l'air, le courant de saturation varie de la même façon avec la température, seule la fatigue est moins rapide.

En chauffant les métaux dans l'oxygène, on active l'oxydation, mais on n'augmente pas l'émission des charges positives, alors qu'on accélère la fatigue.

On peut donc affirmer que l'oxydation n'est pas la cause principale de l'émission des charges positives.

Richardson [1] a montré qu'un fil de platine, chauffé dans de la vapeur de phosphore, émet des charges positives en quantité si considérable qu'on ne peut guère expliquer leur production que par un bouleversement moléculaire dû à une action chimique très vive. Quand on chauffe un fil d'argent dans l'hydrogène sulfuré, on a des résultats analogues : au début, l'émission positive est moins vive qu'à

(1) Richardson, *Philos. Mag.*, t. IX, 1905, p. 407.

l'air, puis elle augmente peu à peu et devient considérable, le fil ne tardant d'ailleurs pas à casser.

Il semble donc qu'une action chimique très vive doive faciliter l'émission de charges positives.

6. *Conclusion.* — Il est impossible d'obtenir au moyen des métaux chauffés des renseignements sur l'influence de l'action chimique, car à cette action se superpose un effet beaucoup plus important uniquement dû à l'élévation de température. Si l'on veut étudier l'influence des réactions chimiques sur l'ionisation, à partir des métaux chauffés, on se trouve dans des conditions aussi peu favorables que si l'on voulait faire cette étude à partir des gaz récemment préparés ; dans ce dernier cas, aux charges dues à l'action chimique viennent s'ajouter celles que produit le barbotage, dans le premier : cas c'est l'élévation de température qui vient augmenter les charges qu'a pu produire la réaction chimique. Cette étude ne peut être abordée que par un choix de réactions se produisant, autant que possible, sans élévation de température et sans variation de surface.

Une action chimique ne permet donc pas d'expliquer l'émission des charges positives, en outre l'influence de la surface donne l'impression que cette émission est un phénomène de contact ; aussi ai-je essayé de rattacher cette émission, comme nous le verrons plus loin, aux phénomènes thermo-électriques et à la théorie de la couche double. Pour établir expérimentalement l'existence de cette couche double, j'ai été naturellement conduit à étendre aux gaz et liquides isolants les phénomènes électrocapillaires découverts par M. Lippmann.

II. — PHÉNOMÈNES ÉLECTROCAPILLAIRES.

1. *Introduction.* — Les expériences de M. Lippmann sont classiques et universellement connues ; l'on sait comment la théorie de la couche double les interprète simplement.

Déjà, dans son mémoire (1), M. Lippmann se demande si les phénomènes qu'il vient de découvrir s'étendent aux isolants liquides ou gazeux. Une seule tentative semble avoir été faite dans cette voie par M. Krouchkoll (2), qui a montré que l'on peut répéter les expé-

(1) Lippmann, Thèse, 1875, p. 40.
(2) Krouchkoll, Thèse, 1889.

riences de M. Lippmann en remplaçant le mercure par des liquides isolants, tels que la benzine, le sulfure de carbone; ces liquides avaient été rendus conducteurs par un contact prolongé avec l'eau.

L'hypothèse de l'existence d'une couche double au contact de deux corps quelconques, isolants ou conducteurs, s'était depuis longtemps imposée aux physiciens : elle permet d'expliquer les anomalies de l'électrisation atmosphérique dans le voisinage des chutes d'eau ([1]), elle explique également les charges produites par l'écrasement de gouttes ([2]) sur une couche du même liquide ou par le barbotage ([3]) d'un gaz dans un liquide.

Les expériences de Lénard, J.-J. Thomson, lord Kelvin ont été le point de départ d'un grand nombre de recherches, mais il ne semble pas qu'aucun des expérimentateurs ait essayé de montrer que, si une variation de la surface produit une variation de la couche double, inversement, une variation de la couche double peut produire une variation de la surface. L'on sait cependant, depuis fort longtemps, que la constante capillaire du mercure, au contact d'un gaz ou d'un liquide isolant, est loin d'être une constante et qu'elle présente les mêmes particularités qu'au contact de l'eau acidulée en circuit ouvert : il doit donc exister, dans les deux cas, des phénomènes analogues.

J'ai essayé d'établir l'existence des phénomènes électrocapillaires, dans le cas où le gaz ou le liquide isolant sont rendus conducteurs au moyen des rayons Rœntgen.

2. *Expériences de l'électromètre capillaire.* — L'expérience était disposée comme pour l'électromètre ordinaire; la pointe était peu capillaire et la cuve en verre très mince. — Un tube focus, placé dans une caisse en plomb mise au sol, permettait, au moyen d'une fenêtre ménagée dans l'écran, de rendre le gaz ou le liquide conducteur. — Une batterie de petits accumulateurs permettait d'établir une différence de potentiel de plusieurs centaines de volts entre le mercure de la pointe et celui de la cuve.

Quand on place dans la cuve (*fig.* 2) un liquide faiblement conducteur, de l'alcool par exemple, on voit le ménisque se déplacer sans qu'il soit nécessaire d'actionner le tube à rayons X. Si le pôle négatif est à

([1]) LENARD, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 384.
([2]) G.-G. THOMSON, *Philos. Mag.*, t. XXXVII, 1894, p. 341.
([3]) Lord KELVIN et MAC LEAN, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1895, p. 335.

la pointe, on voit le niveau s'élever, passer par un maximum, puis s'abaisser et finir par couler. Si c'est le pôle positif, le niveau s'abaisse et le liquide coule. Il faut donc admettre l'existence, au contact mercure-alcool, d'une différence de potentiel du même sens que celle qui existe au contact mercure-eau acidulée.

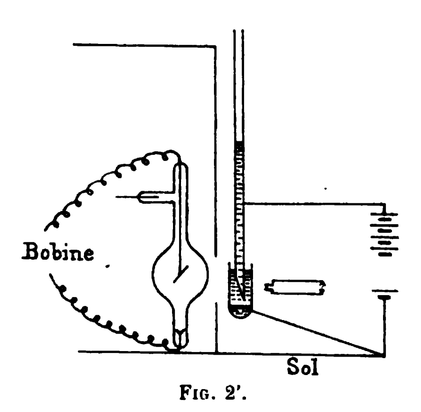


Fig. 2'.

Si l'on remplace l'alcool par de la benzine, exempte de thiophène, l'on ne constate aucun déplacement, du moins sous un champ de 450 volts environ. Mais, si l'on actionne le tube focus, au bout de quelque temps, on voit le niveau se déplacer lentement : quand le mercure du tube est positif, le niveau descend, il monte quand le mercure est négatif.

Les mêmes expériences peuvent se répéter à l'air, en supprimant la cuve : quel que soit le sens du champ entre le mercure de la pointe et l'extérieur, on ne constate aucun déplacement tant que le tube focus est au repos. Dès que le gaz est ionisé le niveau se déplace, il descend si la pointe est positive, il monte si elle est négative ; le phénomène est donc de même sens que dans l'alcool ou la benzine et que dans l'eau acidulée.

La vitesse avec laquelle se déplace le ménisque dépend essentiellement du point où il se trouve et du champ entre le mercure de la pointe et l'extérieur.

Les déplacements sont beaucoup plus rapides à l'air que dans la benzine ionisée, aussi serait-on amené à admettre que la capacité de la couche double est beaucoup plus faible dans le cas mercure-air que dans le cas mercure-liquide : la distance qui sépare les feuillets serait beaucoup plus grande pour les gaz que pour les liquides.

3. *Expérience de l'entonnoir.* — Puisqu'une modification de la couche double produit une variation de la surface, une brusque variation de la surface doit être accompagnée d'une modification de la couche double : si l'on fait écouler du mercure par une pointe effilée, il doit se manifester une électrisation du mercure.

Ainsi conçue, l'expérience constitue un égalisateur de potentiel, le mercure de l'entonnoir se met au potentiel du point où les gouttes se forment. Il est indispensable de se mettre à l'abri de ces phénomènes d'influence ; le mercure qui s'écoule doit être au même potentiel que le milieu environnant.

La pointe effilée par laquelle se produit l'écoulement était protégée de la façon suivante : elle était entourée d'un récipient à double paroi, la paroi intérieure étant en verre ; entre les deux parois on pouvait verser du mercure. La paroi de verre a été lavée aux acides et à l'eau, puis séchée sans frottement de façon qu'il n'y ait aucune charge sur elle. Le mercure expérimenté était divisé en deux parties ; l'une était versée dans l'entonnoir, l'autre dans le récipient à double paroi, les deux étaient reliés au sol par un même fil de cuivre.

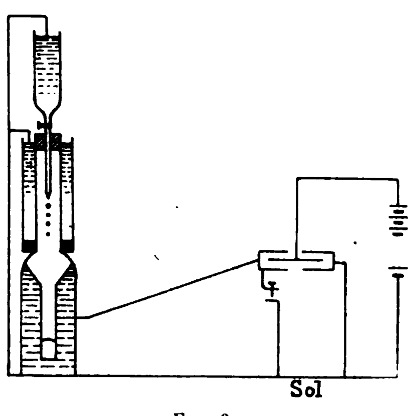


Fig. 3.

Les gouttes étaient recueillies par un cylindre de Faraday, relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Curie, l'autre paire de quadrants était au sol et l'aiguille chargée au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. Electromètre, fil de connexion étaient protégés électrostatiquement (*fig.* 3).

S'il y a, au contact mercure-air, une couche double dont le feuillet

positif est sur le mercure, quand la goutte se forme, il y a apparition de charges positives à sa surface ; en tombant elle emporte ces charges qu'elle vient abandonner au cylindre ; l'électromètre accusera donc des charges positives.

La nature des parois de la pointe où se forment des gouttes a une influence considérable. Les conducteurs ont donné des résultats différents de ceux obtenus avec les isolants.

Quand on produit l'écoulement à travers une pointe de verre, on constate que les gouttes, qui arrivent au cylindre de Faraday, apportent des charges négatives, alors que le mercure de l'entonnoir se charge positivement ; ce sont des résultats de signe contraire à ceux qu'on s'attend à trouver. Le même phénomène se présente avec des parois de paraffine.

Avec des parois métalliques : cuivre, laiton, fer, nickel, zinc ou plomb, la charge apportée par les gouttes était toujours positive, la charge du mercure resté dans le récipient, toujours négative.

L'action particulière des isolants peut s'expliquer de la façon suivante : les premières gouttes qui s'écoulent produisent par frottement une électrisation positive de cette paroi ; par pénétration, ces charges positives se fixent sur la paroi dans le voisinage du point où se forment les gouttes. Quand une goutte se forme, ces charges amènent par influence une charge négative à sa surface et c'est cette charge qu'elle vient abandonner au cylindre de Faraday ; l'on a une véritable machine à influence : les charges, qu'aurait pu produire une variation de la couche double à la surface, sont masquées par les charges influencées.

Dans le cas d'une paroi métallique, le mercure qui s'écoule se trouve au même potentiel que le milieu environnant, les charges mises en jeu ne peuvent provenir que de la couche double, qui sépare les deux milieux.

Les charges, mises en jeu dans l'expérience de l'entonnoir, dépendent de la vitesse d'écoulement du liquide ; pour des vitesses assez faibles, les charges sont à peu près proportionnelles à ces vitesses, mais elles augmentent plus rapidement que les vitesses d'écoulement, quand celles-ci deviennent plus fortes.

Une élévation de température du mercure qui s'écoule se traduit par une augmentation des charges recueillies. L'élévation de température se traduit donc, semble-t-il, par une augmentation de la couche double à la surface de séparation du métal et du gaz environnant.

Ce résultat est d'accord avec ce fait que la constante capillaire diminue quand la température augmente; on sait que cette diminution est plus rapide que ne l'indiquerait une variation de cohésion du liquide sous l'action de la température; on sait aussi que, dans cette action, ce n'est pas tant la température de la masse liquide qui intervient, mais surtout la température de la surface de séparation.

Enfin, si l'on fait écouler le mercure dans de la vapeur de mercure, l'électromètre n'accuse plus que des charges très faibles; il semble que le phénomène disparaisse pour le mercure au contact de sa vapeur, ce qui est à rapprocher du fait découvert par M. Lippmann, qu'un métal ne se polarise pas au contact d'une solution d'un de ces sels.

4. *Étude des charges libérées dans le gaz.* — Dans l'expérience de l'entonnoir, la goutte en tombant emporte une charge positive, elle doit donc laisser, dans le gaz environnant, une partie des charges négatives, qui constituaient le feuillet négatif de la couche double; de même, au moment où la goutte grossit, la formation du feuillet négatif doit libérer dans le gaz une charge positive. Dans l'air qui environne la pointe, il doit donc y avoir des charges positives et négatives qu'on doit pouvoir déceler.

L'existence de ces charges a été mise en évidence par deux méthodes :

a) On établit une différence de potentiel entre la pointe d'écoulement et un cylindre métallique environnant; il se produit, entre la pointe et ce cylindre, un courant que l'on mesure à l'électromètre. Quelle que soit l'orientation du champ, le courant se manifeste; il y a donc autour de la pointe des charges des deux signes.

b) L'air environnant la pointe d'écoulement est aspiré au moyen d'une trompe; il passe dans un condensateur cylindrique, qui en extrait les charges. Les charges extraites sont positives et négatives.

Au point où se forment les gouttes, il y a donc des perturbations du même genre, sinon aussi violentes, que celles qui se produisent au point où ces gouttes viennent s'écraser.

III. — THÉORIE ÉLECTRONIQUE DES MÉTAUX.

1. L'on sait comment l'unité de la matière à l'état corpusculaire amène à admettre, dans les métaux, l'existence de corpuscules né-

gatifs, auxquels serait due la conductibilité electrique. Dans tous les métaux, il existerait des centres chargés négativement, provenant d'une dissociation moléculaire, et des centres positifs, résidus de cette dissociation quand une partie des centres négatifs a abandonné la molécule.

Les centres négatifs, relativement petits par rapport aux positifs, peuvent en majeure partie se mouvoir librement dans le métal avec une très grande vitesse, alors que les centres positifs, beaucoup plus gros, semblent osciller autour de positions fixes. En somme, un métal aurait une structure spongieuse, formée de molécules et d'ions positifs fixes, au travers desquels les corpuscules négatifs, en état perpétuel d'agitation, se déplacent comme les molécules de la théorie cinétique des gaz.

L'hypothèse d'électrons mobiles et libres dans le métal suppose qu'il y a, à la surface de séparation du métal et du gaz, une différence de potentiel antagoniste, s'opposant à la sortie des corpuscules négatifs : si cette différence de potentiel n'existait pas, rien ne s'opposerait à la sortie des électrons libres et mobiles; ils s'échapperaient du métal, comme le ferait les molécules du gaz d'un récipient, dont les parois présenteraient des fuites. La sortie des électrons constituerait d'ailleurs, autour du métal qui resterait positif, une atmosphère négative, et il se formerait une couche électrique double à la surface de séparation du métal et du gaz. Il y aurait, en somme, à la surface de séparation, d'un côté, des centres chargés positivement peu mobiles, de l'autre, des centres négatifs en état perpétuel d'agitation.

Ces centres positifs et négatifs, constamment agités, s'entrechoqueront mutuellement comme le feraient les molécules de deux gaz différents, qui seraient de part et d'autre de la surface. Des chocs mutuels de ces centres positifs et négatifs, il résultera des centres neutres et mixtes, de même que, des chocs mutuels des molécules de deux gaz, il peut résulter des molécules mixtes d'un composé de ces deux gaz. Ces centres neutres sépareront les deux feuillets de la couche double; au point de vue statique, et abstraction faite de l'agitation des centres, la couche double, à la surface de séparation d'un métal et d'un gaz, serait constituée d'une couche de centres positifs du côté du métal, d'une couche de centres négatifs du côté du gaz, et, entre les deux, une couche de centres neutres (*fig.* 1).

En réalité, dans l'hypothèse cinétique, tous ces centres s'entre-

choquent et de nouveaux centres neutres se forment alors que d'autres se dissocient. L'équilibre statique précédent correspond donc à un équilibre dynamique entre les centres chargés et les centres neutres, équilibre qui sera atteint, quand la vitesse de formation des centres neutres sera égale à leur vitesse de décomposition.

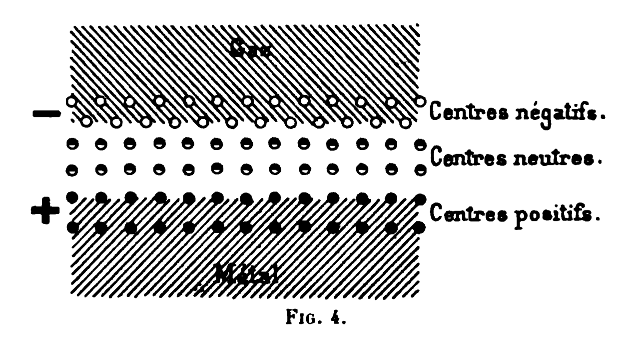


Fig. 4.

Nous supposerons que cet équilibre est analogue à un équilibre chimique réversible, ce qui nous permettra de lui appliquer les raisonnements cinétiques ou thermodynamiques, qu'on fait dans ce dernier cas.

Il est facile de voir que toute modification de l'équilibre entre les centres chargés et les centres neutres de la couche double, se traduira par une apparition de centres chargés dans le gaz et dans le métal.

Si, par exemple, la modification de l'équilibre se traduit par une dissociation des centres neutres, les centres positifs et négatifs, produits de cette dissociation, se trouveront placés, comme l'étaient les centres neutres, dans un champ électrique très intense (environ 1 volt pour 10^{-5} centimètres) ; d'après l'orientation du champ, les centres positifs seront projetés du côté du gaz, les centres négatifs du côté du métal : le gaz se chargera positivement, le métal négativement.

Si, au contraire, le déplacement de l'équilibre se traduit par une augmentation du nombre des centres neutres, les centres chargés, qui ont servi à leur formation, proviennent des couches des centres positifs et négatifs; la diminution du nombre de ces derniers centres amène une diminution de la différence de potentiel au contact métal-gaz ; or, comme c'est cette différence de potentiel qui empêche les électrons libres du métal d'abandonner ce dernier, si elle diminue,

des corpuscules négatifs s'échapperont dans le gaz : le gaz se chargera négativement et le métal positivement.

Naturellement le phénomène sera arrêté ou du moins fortement atténué, si le gaz attaque le métal, car les feuillets de la couche double ne seront plus séparés par les premiers stades d'une combinaison chimique incomplète et inachevée, susceptible de se décomposer, mais par un composé chimique bien défini et neutre, qui ne se dissociera pas.

En résumé, s'il n'y a pas d'action chimique du gaz sur le métal, toute modification d'équilibre des centres, qui forment la couche double, se traduira dans l'espace environnant par une apparition de charges positives ou négatives. Or, la modification peut se faire, soit à température constante, par une modification de la surface (phénomènes électrocapillaires), soit en maintenant la surface constante par une élévation de température (phénomènes thermo-électriques).

2. *Phénomènes électrocapillaires.* — Si nous admettons que la couche double à la surface de séparation des deux milieux résulte d'un équilibre, entre centres chargés et neutres, analogue à un équilibre chimique, la température étant constante, quand l'équilibre a lieu, il y a entre les concentrations C_1, C_2, Γ des centres positifs, négatifs et neutres, la relation de Guldberg et Waage :

$$C_1C_2 = k\Gamma,$$

Si l'on suppose que l'épaisseur des différentes couches reste constante, on pourra l'écrire :

$$(1) \qquad n_1n_2 = k'NS,$$

S étant la surface, n_1, n_2 et N les nombres des centres positifs, négatifs et neutres qui forment la couche double.

a) La formule (1) montre que si S augmente brusquement, de manière que n_1 et n_2 soient constants, l'augmentation de S entraîne la diminution de N, le nombre des centres diminue, une partie d'entre eux se dissocie, les centres positifs sont projetés dans le gaz, des négatifs sur le métal.

Donc, si l'on fait écouler du mercure contenu dans un entonnoir, le mercure de l'entonnoir doit se charger négativement et le gaz positivement. Les gouttes, en se détachant, emportent les charges positives de la couche double qui sont à leur surface, et laissent dans le gaz environnant des charges négatives.

En définitive, le mercure de l'entonnoir doit se charger négativement, les gouttes doivent emporter des charges positives dans le gaz ; au point où se forment les gouttes, il doit y avoir des charges positives et négatives.

b) On conçoit facilement que la constante capillaire dépende essentiellement de l'équilibre des centres chargés et neutres, qui se produit à la surface de séparation.

Si l'on augmente le nombre des centres chargés, qui constituent les couches positives et négatives, il se produira une augmentation des centres neutres qui séparent les deux feuillets. L'augmentation de cette couche et les répulsions électrostatiques diminueront les attractions moléculaires à la surface, qui tendra à augmenter. La constante capillaire diminuera. Ce sera l'inverse si l'on diminue les centres chargés des feuillets.

Dans l'expérience de l'électromètre, si le mercure de la pointe est positif, des centres négatifs sont attirés du côté du gaz, des positifs du côté du métal, n_1 et n_2 augmentent ; d'après la formule (1), S doit augmenter. Le niveau baissera dans la pointe.

Si le mercure de la pointe est négatif, c'est l'inverse qui se produira.

3. *Phénomènes thermo-électriques.* — *a*) Emission des charges négatives. — Richardson a montré que l'hydrogène, occlus dans le métal, n'était pas la cause de l'émission des charges négatives ; il explique cette émission de la façon suivante : quand on augmente la température du métal, on produit un accroissement de la vitesse d'agitation des électrons dans ce métal, puisque, par analogie avec les molécules d'un gaz, la force vive moyenne d'un électron $1/2mu^2$ est égale à αT. La vitesse d'agitation étant plus grande, un certain nombre d'électrons pourront franchir la couche double, qui s'oppose à leur sortie, et venir dans le milieu environnant : c'est l'émission des charges négatives.

En calculant le nombre d'électrons qui, à une température T, peuvent franchir la discontinuité de potentiel, correspondant à la couche double, Richardson trouve une formule du type

$$x = AT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}}$$

que l'expérience vérifie.

b) Émission des charges positives. — Richardson explique l'émission des charges positives par l'hydrogène occlus dans le métal. Il

est facile de l'expliquer par un mécanisme se rattachant à la théorie électronique des métaux, par conséquent à la production des charges négatives.

Si l'on augmente la température, l'équilibre entre les centres chargés et neutres de la couche double va se déplacer. Le coefficient K de la relation de Guldberg et Waage augmente ; pour que cette relation soit toujours satisfaite, il faut que N diminue, une certaine quantité de centres neutres va se dissocier : les centres positifs provenant de cette dissociation seront projetés dans le gaz : c'est l'émission des charges positives.

En calculant le nombre des centres neutres dissociés, par application des résultats obtenus pour un équilibre chimique quelconque, on trouve que le nombre des centres positifs, projetés dans le gaz, est donné par une formule du type précédent, que l'expérience vérifie.

La théorie précédente donne l'explication de la fatigue du fil par une simple altération de la surface : plus cette surface est altérée, plus la fatigue doit être grande, l'expérience a vérifié.

Enfin, cette théorie permet de prévoir quelle doit être l'influence de la pression dans les phénomènes précédents, influence que je me propose d'étudier expérimentalement.

SUR LE SIGNE DU DICHROISME ÉLECTRIQUE ET DU DICHROISME MAGNÉTIQUE;

Par M. GEORGES MESLIN.

J'ai montré antérieurement (1) que le signe du dichroïsme magnétique d'une liqueur mixte constituée par l'association d'un liquide L et d'un solide S était donné par le signe de l'expression :

$$(n_l - n_s)(N_l - N_s),$$

dans laquelle n_l et n_s désignent les indices du liquide et du solide et où N_l et N_s représentent des coefficients relatifs aux liquides et aux solides ; je n'avais pas encore spécifié la signification de ces coefficients qui se rattachent aux propriétés magnétiques d'une façon qu'il y a lieu de préciser ; mais, pour ne pas faire d'hypothèses inu-

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 1903, et *Journal de Physique*, 4e série, t. III, p. 726 ; 1904.

tiles, on pouvait, dès le début de cette étude, considérer N_l et N_s comme des numéros d'ordre, et le résultat précédent pouvait s'exprimer sous une forme équivalente qui est la suivante :

Il est *possible* de former avec tous les liquides et les solides un tableau et de ranger ces corps dans un ordre tel que l'association d'un solide et d'un liquide donnera une liqueur dont le dichroïsme sera positif ou négatif suivant que le solide suivra ou précédera le liquide dans le tableau en question, pourvu, en même temps, que son indice efficace soit supérieur à celui du liquide; larèg le étant appliquée en sens inverse, si le solide est moins réfringent que le liquide.

C'est là un résultat de l'expérience, qui résume les faits observés et qui est indépendant de toute théorie.

Comme, d'autre part, dans le classement que j'ai donné, les solides et les liquides sont entremêlés, il en résulte que si l'on considère un corps solide successivement associé aux différents liquides, soit dans l'ordre du tableau, soit dans l'ordre des réfringences, le signe du dichroïsme changea non seulement lorsque l'indice du liquide passera par une valeur convenable, mais encore, sans que la différence des indices efficaces change de signe, lorsque le numéro d'ordre du constituant prendra une valeur déterminée ; ce résultat signifie que la considération des indices n'est pas suffisante pour prévoir le phénomène.

M. Chaudier, dont les études sur le dichroïsme électrique viennent d'être récemment publiées, a montré que la loi des indices s'appliquait aussi à ce phénomène. Mais, en considérant un solide associé à différents liquides, le seul changement de signe observé correspondait au cas où le binôme

$$n_l - n_s$$

changeait de signe : toutefois cela ne signifie nullement que le phénomène soit soumis à la seule loi de l'indice, car des liqueurs mixtes pour lesquelles la différence des indices gardait le même signe, présentaient, soit le dichroïsme positif, soit le dichroïsme négatif, suivant le groupement réalisé ; ce résultat montre seulement que le phénomène ne peut être prévu par le seul signe de $n_l - n_s$ et que s'il est encore donné par le signe d'une expression telle que

$$(n_l - n_s)(N'_l - N'_s),$$

le second facteur, tout en ayant pour chaque groupement un signe particulier (tantôt positif, tantôt négatif), n'a pas changé de signe

dans l'étendue des expériences de M. Chaudier, lorsqu'on associait un solide à différents liquides.

Ainsi pour l'hélianthine, le benzoate d'ammoniaque, l'acide gallique, l'acide pyrogallique, l'acide picrique et le bicarbonate de soude, le dichroïsme électrique a le même signe que $n_l - n_s$, tandis que, pour la chrysophénine, l'acide borique, le citrate de potasse, le benzoate de chaux et le gypse, le dichroïsme électrique a un signe contraire à celui de la différence des indices $n_l - n_s$.

Il en résulte évidemment qu'on *pourra* réaliser pour le dichroïsme électrique un classement analogue à celui que j'ai obtenu pour le dichroïsme magnétique. Il suffira, en effet, d'appliquer les règles que j'ai données précédemment (1), de diviser le signe du dichroïsme par le signe du binome $n_l - n_s$, de façon à obtenir le signe du second facteur $N_l - N_s$ puis de partager, suivant que leur numéro d'ordre sera inférieur ou supérieur à celui des liquides, les solides en deux groupes entre lesquels on intercalera l'ensemble des liquides.

Le tableau comprendra donc trois parties : le premier groupe des solides, puis les liquides, et enfin le second groupe des solides : il n'y aura pas enchevêtrement de ces différents corps, du moins en se bornant aux substances étudiées jusqu'ici, et on peut penser qu'il faudrait avoir recours à d'autres constituants pour obtenir un classement plus complexe.

M. Chaudier a été amené, en effet, à introduire un facteur supplémentaire correspondant à $N'_l - N'_s$, et il a même recherché la signification de ces coefficients qu'il désigne par n_v et n_h en remarquant qu'ils sont relatifs à une propriété que la liqueur présente à deux degrés différents suivant le champ et suivant la normale au champ, à cause de la structure particulière que lui a donné le champ électrique ; il a même tenté de préciser cette différence de valeurs en la représentant comme la différence des indices efficaces du cristal suivant les deux directions principales du champ. Il n'est pas d'ailleurs indispensable d'adopter ce sens précis, il suffit de dire que ce sont deux coefficients dont la différence est liée à l'anisotropie de la liqueur et qui dépend, comme l'expérience l'indique, de l'anisotropie des cristaux, de façon à s'annuler avec elle.

Toutefois, cette interprétation suggère cette idée que le classement dont il a été question plus haut pourrait être réalisé d'une

(1) *Revue générale des Sciences*, 15 juin 1907.

autre façon, en mettant par exemple à un bout de tableau tous les liquides, et à l'autre extrémité tous les solides, pourvu que chacun de ces solides fût affecté d'un signe (positif ou négatif) qui le caractériserait et qu'il emporterait avec lui dans les liqueurs mixtes dont il serait un constituant.

La propriété signalée plus haut montre, en effet, qu'un tel classement est *possible* (ce qui n'est pas nécessaire) avec les liqueurs étudiées.

D'utiles indications peuvent être données à ce sujet par l'étude du dichroïsme spontané qui se produit, comme je l'ai indiqué, sous l'influence de la pesanteur, sans intervention d'un champ électrique ou magnétique.

Or, dans les expériences de M. Chaudier, le dichroïsme spontané a *toujours*, et sans aucune exception, été de signe contraire au dichroïsme électrique, et, comme le fait remarquer l'auteur de ces recherches, le champ directeur de la pesanteur étant vertical, tandis que le champ électrique employé étant généralement horizontal (1), cette relation signifie que c'est alors l'action directrice du champ qui intervient de la même manière, que son origine soit électrique ou gravifique; le dichroïsme spontané serait donc susceptible d'être classé des deux façons dont il a été parlé, ce qui tendrait à faire adopter le deuxième classement où chaque substance solide apporte avec elle le signe qui lui est particulier.

Reste à savoir cependant si la possibilité de ce classement subsisterait, lorsque ces études seraient étendues à d'autres associations de liquides et de solides.

On peut répondre à cette question par analogie, en envisageant ce qui se passe pour le dichroïsme magnétique, et cela nous permet de préciser ainsi la différence qui existe actuellement entre les deux phénomènes, dans les limites où ils ont été étudiés.

Tout d'abord, contrairement à ce qui a lieu pour le dichroïsme électrique, le dichroïsme magnétique n'a pas constamment le signe inverse du dichroïsme spontané; tantôt il a le même signe, tantôt il a le signe contraire, c'est-à-dire qu'un solide associé à deux liquides différents peut présenter dans les deux cas un dichroïsme spon-

---

(1) On aurait pu évidemment faire disparaître l'anomalie relative à l'opposition des signes des dichroïsmes électriques et spontanés: il aurait suffi d'avoir égard dans ce dernier cas à la direction du champ de la pesanteur et, d'ailleurs, la simplification eût été moindre dans le cas du dichroïsme magnétique, puisqu'il n'est pas toujours opposé au dichroïsme spontané.

tané de même signe alors qu'il offrira des dichroïsmes magnétiques de signes contraires, sans que la règle des indices ait eu à intervenir.

Cette propriété montre, en premier lieu, que le dichroïsme magnétique n'est pas susceptible du deuxième mode de classement et, en second lieu, elle prouve que le solide ne peut être caractérisé par un signe propre qu'il emporterait avec lui dans les liqueurs mixtes qu'il forme.

C'est cependant la conclusion à laquelle nous serions arrivés si nous n'avions eu à raisonner que sur un nombre plus limité de cas.

Cette remarque doit donc nous rendre prudents dans l'interprétation du phénomène de dichroïsme électrique, et le binome qu'on introduit doit être considéré plutôt, non pas comme la différence de coefficients spécifiques pour deux directions déterminées du cristal (auquel cas elle le caractériserait comme le signe des cristaux positifs ou négatifs), mais comme la différence des coefficients relatifs aux deux directions du cristal qui s'orientent suivant le champ et suivant la normale au champ, ce qui peut dépendre alors, comme on le verra plus loin, du liquide employé.

De cette façon, cette interprétation de $n_v - n_h$ n'exclut pas celle que j'ai donnée antérieurement en représentant $N_l - N_s$ comme se rattachant aux propriétés magnétiques des constituants, solides ou liquides ; elle lui est même intimement liée *si l'annulation du terme* $N_l - N_s$ *est corrélative d'une variation de position du cristal*, laquelle changerait les deux directions principales qui s'orientent suivant les deux droites de symétrie du champ ; car cette transformation peut elle-même entraîner la variation du signe du binome $n_v - n_h$ par permutation, et dans le cas général, par altération des deux termes qui le composent.

Or un tel changement d'orientation s'explique aisément par les considérations que je vais maintenant développer ([1]) en me bornant au cas simple d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ magnétique.

On verra alors pour quelles raisons une telle modification ne se produit pas sous l'influence du champ de la pesanteur et pourquoi le dichroïsme spontané doit se présenter comme un phénomène plus simple, par suite du défaut de variation d'un des termes, qui, gardant un signe constant, peut être considéré comme caractéristique du cristal pour ce phénomène.

([1]) Voir l'article suivant.

SUR LA POSITION D'ÉQUILIBRE D'UN ELLIPSOIDE ANISOTROPE DANS UN CHAMP UNIFORME;

Par M. Georges MESLIN.

Considérons un ellipsoïde anisotrope placé dans un champ magnétique et supposons que les directions des trois axes a, b et c coïncident avec les directions magnétiques principales, pour lesquelles les valeurs des coefficients d'induction seront K_1, K_2, K_3.

On sait que, si le champ, dont la valeur est F, fait avec les axes des angles α, β, γ, l'énergie de cet ellipsoïde polarisé dans le champ est représenté par

$$W = \frac{vF^2}{2}(H_a \cos^2\alpha + H_b \cos^2\beta + H_c \cos^2\gamma),$$

où v est le volume de l'ellipsoïde et où H_a, H_b, H_c ont respectivement pour valeurs

$$H_a = \frac{K_1 - K}{4\pi K + L(K_1 - K)}, \quad H_b = \frac{K_2 - K}{4\pi K + M(K_2 - K)}, \quad H_c = \frac{K_3 - K}{4\pi K + N(K_3 - K)}.$$

K désigne le coefficient d'induction du milieu dans lequel l'ellipsoïde est plongé, et L, M, N sont les intégrales connues :

$$L = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(a^2 + \lambda)\sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}},$$

M et N étant obtenues par permutation des lettres a, b, c, de telle sorte que si :

$$a > b > c, \qquad \text{on a} \qquad L < M < N\ (^1).$$

On sait que la position d'équilibre stable, qui est donnée par le minimum de la fonction W, correspond en général au cas où l'un des axes est dirigé dans le sens du champ.

Si l'on suppose d'abord que les trois coefficients K_1, K_2, K_3 varient dans le même sens que les axes qui leur correspondent, c'est-à-dire

(1) Rappelons, enfin, que L, M et N sont toujours inférieurs à 4π, puisque ces grandeurs, toujours positives, satisfont à l'équation :

$$L + M + N = 4\pi.$$

si l'on a :

$$K_1 > K_2 > K_3,$$

alors il en résulte

$$H_a > H_b > H_c,$$

et ces inégalités subsistent toujours, quelle que soit la valeur de K, c'est-à-dire quel que soit le signe des numérateurs et par conséquent des grandeurs H.

C'est donc toujours H_a qui est la plus grande de ces quantités, qu'elles soient positives ou négatives, et le minimum de l'énergie correspond au cas où le grand axe est parallèle au champ, l'énergie étant négative pour le paramagnétisme et positive pour le diamagnétisme apparent.

On peut encore exprimer ce résultat d'une autre façon et dire que, si l'on imagine que K augmente graduellement, de façon à rendre successivement négatif un, puis deux, puis les trois coefficients H, l'ellipsoïde garde son orientation pour laquelle le champ se confond avec la ligne de plus grand paramagnétisme ou de plus petit diamagnétisme, ligne qui coïncide avec le grand axe ; cette fixité tient, en somme, à ce que l'*effet-forme* et l'*effet-cristal* sont ici en concordance, et le résultat est indépendant du milieu extérieur.

Supposons maintenant que les trois coefficients K_1, K_2, K_3 ne varient pas dans le même sens que les axes a, b, c, et que l'on ait, par exemple,

$$K_2 > K_1 > K_3;$$

alors les deux effets ne seront plus concordants, et il ne serait plus exact de dire que l'on a toujours, quel que soit K,

$$H_a > H_b; \tag{1}$$

bien que cette inégalité soit satisfaite encore pour les valeurs de K suffisamment petites, puisqu'alors H_a et H_b se réduisent sensiblement à :

$$\frac{1}{L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{M} \quad \text{et que l'on a} \quad L < M.$$

En réalité, on peut constater que, si le milieu extérieur varie, on passe du cas où l'inégalité (1) est satisfaite à celui où elle ne l'est plus, et comme ce changement se produit au moment où ces deux

coefficients sont égaux, il suffit de considérer l'équation

$$H_a = H_b$$

qui détermine les valeurs de K correspondantes.

Elle s'écrit :

$$\frac{K_1 - K}{4\pi K + L(K_1 - K)} = \frac{K_2 - K}{4\pi K + M(K_2 - K)}$$

$$4\pi K(K_1 - K) + M(K_2 - K)(K_1 - K) = 4\pi K(K_2 - K) + L(K_2 - K)(K_1 - K)$$

$$(2) \qquad (M - L)(K_2 - K)(K_1 - K) - 4\pi K(K_2 - K_1) = 0$$

$$(K_2 - K)(K_1 - K) - 4\pi K \frac{K_2 - K_1}{M - L} = 0$$

$$(3) \qquad K^2 - \left[K_1 + K_2 + 4\pi \frac{K_2 - K_1}{M - L}\right] K + K_1K_2 = 0.$$

Cherchons la condition de réalité des racines

$$\left[K_1 + K_2 + 4\pi \frac{K_2 - K_1}{M - L}\right]^2 - 4K_1K_2 > 0$$

qui s'écrit

$$(K_2 - K_1)^2 + \frac{8\pi(K_2 - K_1)(K_2 + K_1)}{M - L} + 16\pi^2 \frac{(K_2 - K_1)^2}{(M - L)^2} > 0$$

$$(K_2 - K_1)\left[K_2 - K_1 + \frac{8\pi(K_2 + K_1)}{M - L} + 16\pi^2 \frac{K_2 - K_1}{(M - L)^2}\right] > 0$$

$$(K_2 - K_1)\left[K_2\left(1 + \frac{8\pi}{M - L} + \frac{16\pi^2}{(M - L)^2}\right) - K_1\left(1 - \frac{8\pi}{M - L} + \frac{16\pi^2}{(M - L)^2}\right)\right] > 0$$

$$(K_2 - K_1)\left[K_2 - K_1\left(\frac{\frac{4\pi}{M - L} - 1}{\frac{4\pi}{M - L} + 1}\right)^2\right] > 0$$

$$(K_2 - K_1)(K_2 - \mu^2K_1) > 0$$

en posant

$$\mu = \frac{\frac{4\pi}{M - L} - 1}{\frac{4\pi}{M - L} + 1}.$$

L'inégalité sera satisfaite, pourvu que l'on ait :

$$K_2 > K_1 \qquad \text{ou} \qquad K_2 < \mu^2K_1.$$

Or μ est un nombre compris entre zéro et l'unité, puisque

$$M > L \qquad \text{et} \qquad M - L < 4\pi;$$

il en est donc de même de μ^2, qui est une fraction proprement dite.

Et, d'ailleurs, en vertu de l'hypothèse fondamentale, la première condition est toujours satisfaite.

De plus, on peut s'assurer que dans ce cas l'équation (3) a ses deux racines positives, et, en se reportant à la forme (2), on reconnaît que l'une d'elles est inférieure à K_1, tandis que l'autre est supérieure à K_2 ; désignons cette dernière racine par P, il en résulte que, lorsque K est compris entre K_2 et P (alors que le solide se comporte comme diamagnétique), c'est l'axe b de plus grande induction magnétique absolue et de moyenne longueur qui se dirigera dans le sens du champ ; lorsque K dépassera la valeur P, on aura :

$$H_a > H_b,$$

comme cela était réalisé pour les valeurs suffisamment petites de K, et alors, comme pendant cette phase, c'est le grand axe a, correspondant à une moindre induction, qui s'orientera dans le champ ; *il y aura donc changement d'orientation de l'ellipsoïde par variation du milieu extérieur lorsque le binôme* K — P *changera de signe*, P *étant une fonction connue des coefficients* K_1 *et* K_2. Ce changement d'orientation ne correspondra pas d'ailleurs, dans le cas général, à une simple permutation des propriétés suivant les deux droites de symétrie principale ; car dans l'un des cas, l'axe a coïncidant avec le champ, le plan perpendiculaire à ce champ contient les différentes droites du plan des bc, tandis que dans le second cas, si l'axe b se dirige dans le champ, le plan qui lui est normal contient les diverses directions du plan des ac.

En outre, la théorie précédente prévoit deux changements possibles dans l'hypothèse :

$$K_2 > K_1 > K_3,$$

dont l'un correspond au paramagnétisme, et l'autre au diamagnétisme apparent.

La condition de réalité des racines pouvait également être satisfaite en dehors de

$$K_2 > K_1,$$

si K_2 est inférieur à K_1 et tel que :

$$K_2 < \mu^2 K_1.$$

On peut alors se demander s'il n'est pas possible d'avoir de tels changements d'orientation même dans le cas où

$$K_1 > K_2 > K_3.$$

Il est facile de voir qu'il n'en est rien, bien que les racines soient alors réelles ; car elles sont négatives et ne fournissent pas de solution au problème : d'une part, elles sont de même signe, parce que leur produit est égal à K_1K_2 ; d'autre part, leur somme est donnée par

$$K_1 + K_2 + 4\pi \frac{K_2 - K_1}{M - L},$$

qu'on peut écrire

$$K_2 \left(\frac{4\pi}{M - L} + 1\right) - K_1 \left(\frac{4\pi}{M - L} - 1\right)$$

ou, à un facteur positif près,

$$K_2 - K_1 \frac{\dfrac{4\pi}{M - L} - 1}{\dfrac{4\pi}{M - L} + 1};$$

or, μ étant une fraction positive, si on a

$$K_2 < \mu^2 K_1,$$

on a *a fortiori*,

$$K_2 < \mu K_1,$$

d'où il résulte que la somme des racines est négative et que les deux solutions sont inacceptables. à cause de leur signe.

La théorie que nous venons de développer montre en même temps le rôle que peut jouer le troisième axe, si la valeur de K_3 n'est pas inférieure à celles de K_1 et de K_2.

On pourra prévoir, en effet, de semblables changements d'orientation, toutes les fois que deux des coefficients H_a, H_b, H_c deviendront égaux, à condition que, pour la valeur correspondante de k, le troisième coefficient leur soit inférieur, de façon qu'il ne joue pas le rôle de coefficient maximum.

La discussion générale sera grandement facilitée par une interprétation géométrique qui nous permettra de rechercher la solution

des équations :

$$H_a = H_b$$
$$H_b = H_c$$
$$H_a = H_c$$

par l'intersection des courbes qui représentent H en fonction de K.

L'équation

$$H = \frac{K_1 - K}{4\pi K + L(K_1 - K)}$$

est celle d'une hyperbole dont les asymptotes sont parallèles aux axes ; cette hyperbole coupe l'axe des H à une distance $\frac{1}{L}$ de l'origine, l'axe de K à une distance K_1, et enfin son asymptote parallèle à l'axe des K est à une distance de cet axe égale à

$$-\frac{1}{4\pi - L}.$$

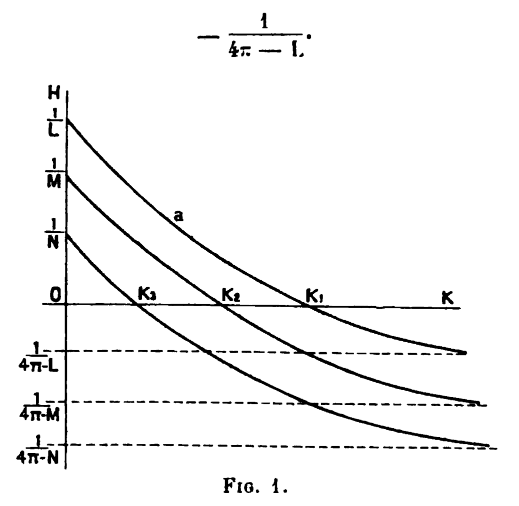


Fig. 1.

Pour ces trois hyperboles, les points d'intersection avec l'axe des H, qui ont pour ordonnées $\frac{1}{L}$, $\frac{1}{M}$, $\frac{1}{N}$, s'étagent donc comme les asymptotes qui sont à des distances

$$-\frac{1}{4\pi - L}, \qquad -\frac{1}{4\pi - M}, \qquad -\frac{1}{4\pi - N}.$$

Différentes circonstances se présenteront suivant la distance à laquelle ces courbes rencontrent l'axe des K, c'est-à-dire suivant l'ordre des quantités K_1, K_2, K_3.

Premier cas (*fig.* 1) :

$$K_1 > K_2 > K_3.$$

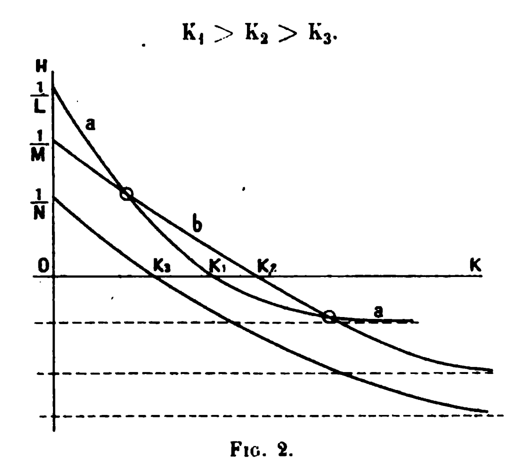


Fig. 2.

Les hyperboles ne se coupent pas, du moins dans cette région du plan, à cause de la remarque faite plus haut au sujet du signe des racines; H_a est toujours le plus grand des coefficients, et l'axe a est

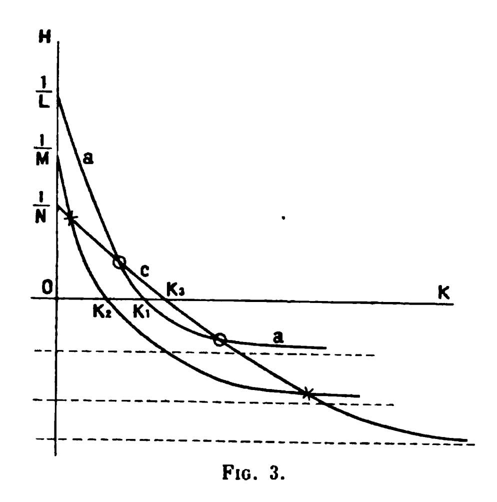


Fig. 3.

toujours dirigé dans le champ; c'est le cas où l'effet-forme et l'effet-cristal sont en concordance.

Deuxième cas (*fig.* 2) :

$$K_2 > K_1 > K_3.$$

Les deux hyperboles les plus élevées se coupent; si K croît à partir des valeurs très faibles, l'ellipsoïde oriente dans le champ d'abord

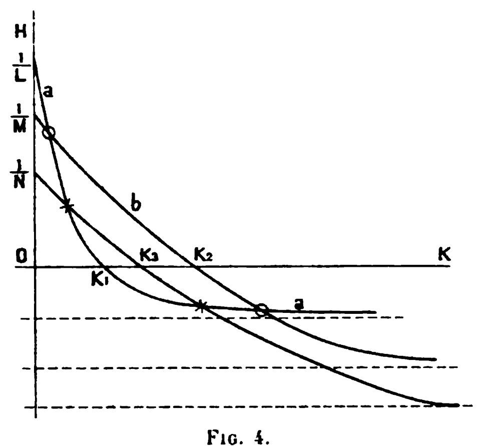


Fig. 4.

l'axe *a*; puis l'axe *b*, et enfin de nouveau l'axe *a*; c'est le cas envisagé plus haut.

Troisième cas (*fig.* 3) :

$$K_3 > K_1 > K_2.$$

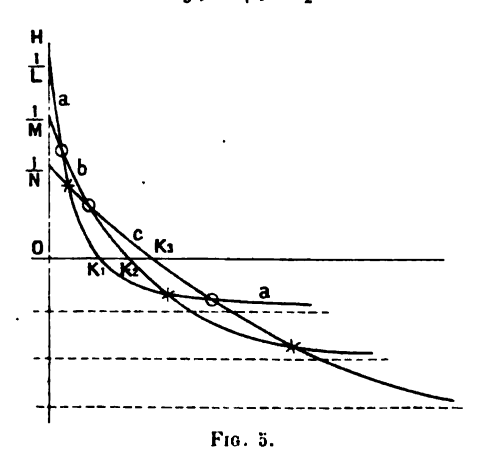


Fig. 5.

Il y a encore deux changements d'orientation comme précédemment, les axes dirigés dans le champ étant successivement l'axe *a*, l'axe *c* et, enfin, l'axe *a*; les deux autres intersections (marquées

d'une croix n'interviennent pas (celles qui sont efficaces sont entourées d'un petit cercle).

Quatrième cas (*fig.* 4) :

$$K_2 > K_3 > K_1.$$

Les apparences présentées sont les mêmes que dans le second cas, les deux autres intersections étant inefficaces.

Cinquième cas (*fig.* 5) :

$$K_3 > K_2 > K_1.$$

C'est le cas le plus complexe où les coefficients sont rangés dans l'ordre inverse des axes ; on a trois intersections efficaces ; l'ellipsoïde

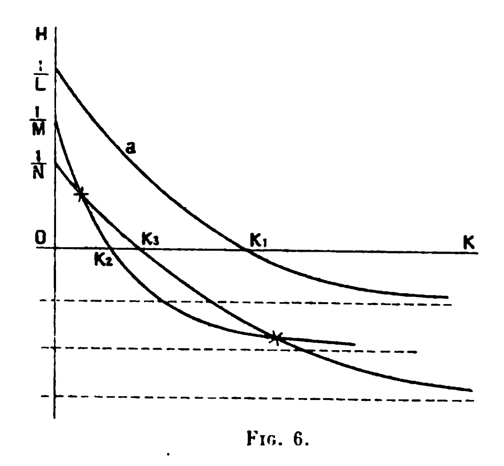


Fig. 6.

oriente d'abord dans le champ l'axe *a*, puis l'axe *b*, puis l'axe *c*, et enfin de nouveau l'axe *a*.

Sixième cas (*fig.* 6) :

$$K_1 > K_3 > K_2.$$

Les intersections de H_b et H_c sont inefficaces, car H_a est toujours le plus grand, et le grand axe est constamment dirigé dans le champ comme dans le premier cas.

Lorsque l'équation

$$H_a = H_b$$

est satisfaite, l'énergie garde une valeur constante, quelle que soit la droite du plan de ab qui soit dirigée suivant le champ et, si l'on a

$$H_a > H_c,$$

l'équilibre est réalisé dans ces conditions, c'est-à-dire pour un nombre infini de directions autour desquelles l'ellipsoïde peut d'ailleurs être orienté d'une infinité de manières.

On a en effet :

$$\begin{aligned} W &= -\frac{vF^2}{2}(H_a \cos^2\alpha + H_b \cos^2\beta + H_c \cos^2\gamma), \\ &= -\frac{vF^2}{2}[H_a(\cos^2\alpha + \cos^2\beta) + H_c \cos^2\gamma], \\ &= -\frac{vF^2}{2}[H_a(1 - \cos^2\gamma) + H_c \cos^2\gamma], \\ &= -\frac{vF^2}{2}[H_a - (H_a - H_c)\cos^2\gamma], \end{aligned}$$

dont le minimum correspond à $\cos\gamma = o$ qui implique que le champ est dans le plan de ab.

Ainsi, cette condition, qui ne serait réalisée ni pour un milieu anisotrope, dans le cas d'un ellipsoïde de révolution autour de Oc, ni pour un milieu isotrope, dans le cas d'un ellipsoïde à axes inégaux, est remplie lorsque l'ellipsoïde est à la fois à axes inégaux et anisotrope pour une valeur convenable de la constante du milieu extérieur ; c'est d'ailleurs cette circonstance qui assure les variations continues de l'orientation entre les deux positions correspondant aux axes a et b. Si H_a et H_b étaient inférieur à H_c, rien ne serait changé aux conditions habituelles d'équilibre, qui correspondrait à la coexistence de Oc et du champ.

Enfin, si la relation entre les paramètres K_1, K_2, K_3, a, b et c était telle qu'au moment où $H_c = H_b$ on ait aussi :

$$H_a = H_c$$

alors l'énergie serait constante, quelle que soit l'orientation du champ. et l'ellipsoïde serait en équilibre indifférent dans toutes les positions comme une sphère isotrope.

On peut d'ailleurs s'assurer que, pour un ellipsoïde à axes inégaux et anisotrope, cette condition ne peut être remplie à la fois pour les deux valeurs qui satisfont à :

$$H_a = H_b;$$

car les deux équations

$$H_a = H_b = H_c,$$

auraient alors leurs deux racines communes, ce qui entraînerait les deux relations

$$K_1K_2 = K_1K_3$$
$$K_1 + K_2 + \frac{K_2 - K_1}{M - L} = K_1 + K_3 + \frac{K_3 - K_1}{N - L},$$

d'où l'on tire immédiatement :

$$K_2 = K_3 \qquad \text{et} \qquad M = N \qquad \text{ou} \qquad b = c,$$

qui signifient: l'ellipsoïde est de révolution autour de Oa, tant au point de vue géométrique qu'au point de vue magnétique.

La façon même dont le calcul a été conduit écarte le cas où l'une des quantités $M - L$ ou $N - L$ serait nulle ; si l'on adopte successivement l'une de ces deux hypothèses, on trouve encore :

Pour

$$L = M \qquad \text{ou} \qquad a = b, \qquad K_1 = K_2,$$

et pour

$$L = N \qquad \text{ou} \qquad a = c, \qquad K_1 = K_3,$$

qui impliquent comme plus haut que l'ellipsoïde est de révolution autour d'un des axes et que l'induction est constante pour toutes les directions du plan perpendiculaire à cet axe.

Cette fois, deux des quantités H_a et H_b sont identiques, et les trois courbes hyperboliques se réduisent à deux; enfin, pour une valeur convenable de K, les trois coefficients H_a, H_b, H_c deviennent égaux.

Supposons, par exemple, que l'on ait identiquement :

$$H_a = H_b.$$

l'ellipsoïde étant de révolution autour du petit axe Oc ; alors, si $K_3 < K_1$ on a toujours :

$$H_c < H_a ;$$

l'ellipsoïde s'oriente de façon qu'une droite quelconque du plan de ab soit dirigée suivant le champ.

Si, au contraire, on a $K_3 > K_1$, on constate alors que, pour les valeurs de K suffisamment petites, l'ellipsoïde s'oriente comme il vient d'être dit ; mais, lorsque K atteint une valeur pour laquelle

$$H_a = H_c,$$

il est alors en équilibre dans toutes les directions comme une sphère isotrope, puis l'axe de révolution Oc s'oriente dans le champ jusqu'au moment où, pour une valeur convenable de K, il y a un nouvel équilibre indifférent auquel succèdent des orientations semblables à celles observées au début, autour d'une droite quelconque du plan de ab qui se dirige suivant le champ.

Si, au contraire, l'ellipsoïde est de révolution autour de son grand axe a et si K_1 est inférieur à la valeur commune de K_2 et de K_3, le solide oriente d'abord son axe de révolution suivant le champ, puis après un équilibre indifférent, ce sont les diverses droites du plan de bc qui sont susceptibles de se diriger dans le champ : K croissant, on a de nouveau un équilibre indifférent et enfin un retour à la première orientation du grand axe a dans le champ.

Il est aisé de déduire de la discussion précédente, et en se reportant à l'interprétation géométrique, ce qui arriverait si l'ellipsoïde était de révolution, au point de vue géométrique, sans que cette condition soit remplie en ce qui concerne l'induction.

SUR LE RENDEMENT LUMINEUX ET L'ÉQUIVALENT MÉCANIQUE DE LA LUMIÈRE;

Par M. Ch.-V. DRYSDALE (1).

On ne semble guère s'être préoccupé en Angleterre de la détermination du rendement des sources de lumière diverses et de la puissance dépensée pour la production de la lumière ; d'autre part, les travaux des savants allemands et américains ne sont pas encore assez complets pour fournir avec certitude les valeurs numériques du rendement lumineux et de l'équivalent mécanique de la lumière.

Dans ce qui suit, je donnerai un résumé de quelques déterminations faites par M. A.-C. Jolley et moi-même, dans le but de mesurer ces quantités.

Pour cela, nous avons d'abord mesuré le rendement lumineux et la consommation totale de quelques lampes à incandescence les plus nouvelles, au moyen d'une détermination directe dans le spectre par un bolomètre.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 mars 1908.

I. *Rendement lumineux.* — Soit : Q, la puissance totale dépensée dans une source ;

R, la radiation totale $= \int_0^\infty I_\lambda d\lambda$, la perte Q — R étant due à la conductibilité et à la convection ;

L, la radiation lumineuse $= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda$, où λ_1 et λ_2 sont les limites du spectre visible, soit 0,39 μ et 0,76 μ ;

L_λ, la radiation lumineuse équivalente $= \int_0^\infty K_\lambda I_\lambda d\lambda$, où K_λ est un facteur qui est proportionnel à la luminosité et pris comme unité pour $\lambda = 0{,}54\ \mu$ qui est le maximum de sensibilité de la rétine.

Dans son sens habituel, le rendement lumineux est le rapport $\eta = \frac{L}{Q}$, c'est la quantité que Nichols nomme *total efficiency.*

Dans les méthodes où aucune précaution n'est prise pour tenir compte des pertes par conductibilité ou convection, on détermine le rapport $\eta_R = \frac{L}{R}$, qui est la *radiant efficiency* de Nichols.

Récemment M. Ch. Ed. Guillaume [1] a proposé une nouvelle définition $\eta_\lambda = \frac{L_\lambda}{Q}$ qui pourrait être appelé le « rendement lumineux réduit », car il est exprimé en fonction d'une lumière étalon monochromatique.

Il est évident qu'avec la définition ordinaire, une source aurait un rendement unité si L = Q, c'est-à-dire si toute l'énergie était dans le spectre visible, et cependant ce serait encore une source peu efficace au point de vue de l'éclairage, si ses radiations étaient confinées aux deux extrémités du spectre visible.

La définition de M. Guillaume conduirait seulement au rendement unité dans le cas d'une source monochromatique de longueur d'onde 0,54 μ.

II. *Mesure de l'équivalent mécanique de la lumière.* — La méthode la plus directe est évidemment de faire tomber simultanément un faisceau lumineux de la qualité requise sur un photomètre et sur un appareil quelconque mesurant la chaleur, et de comparer l'indication du bolomètre à celle fournie par une source étalonnée placée à une distance connue.

[1] Société internationale des Electriciens, *Bull.*, V, p. 363-400.

Comme à peu près tous les procédés pour mesurer de faibles quantités de chaleur comportent des erreurs, il est de la plus grande importance que la comparaison entre la radiation du faisceau en essai et la radiation connue soit effectuée aussi rapidement et facilement que possible avec le minimum de causes d'erreur.

Pour cela, nous employons une source intense, mais de petites dimensions, telle qu'un arc ou le filament de la lampe Nernst, et en obtenons un spectre approximativement pur au moyen d'un prisme à sulfure de carbone sur un photomètre et sur la boîte du radiomètre. Par l'emploi d'une fente étroite, on peut obtenir une lumière monochromatique de longueur d'onde désirée, ou, en ouvrant la fente, une bande qui peut atteindre la longueur totale du spectre ; l'intégration de toutes les radiations lumineuses est ainsi obtenue automatiquement sans aucun autre dispositif de concentration.

La source étalonnée est une lampe à incandescence qui constitue la lampe de comparaison; elle est placée près du prisme ou audessus, de sorte que les deux faisceaux sont ainsi sensiblement parallèles au banc qui supporte tout le système.

Une lampe étalon est placée de l'autre côté du photomètre.

Un écran fixe disposé devant le bolomètre n'y laissait parvenir que la seule radiation provenant du prisme ou de la lampe de comparaison ; l'ouverture qu'il portait pouvait être obturée par un écran mobile arrêtant l'une ou l'autre des radiations de ces deux sources : il était commandé à distance par une corde.

Le faisceau ainsi produit tombait à la fois sur le prisme et sur la boîte renfermant le bolomètre ; on réglait la lampe de comparaison, de manière à ce que la manœuvre de l'écran mobile, qui remplaçait le flux à mesurer par la radiation de cette lampe, ne produise aucune variation dans la déviation du bolomètre. Ceci évitait les causes d'erreur principales, la mesure étant plus rapide qu'en attendant une lente déviation.

Les raisons qui ont conduit à employer comme lampe de comparaison une lampe électrique sont les suivantes :

1° La puissance totale est facilement mesurée par la différence de potentiel, et le courant peut être rapidement régularisé ;

2° La perte par convection et conductibilité, qu'il est difficile d'évaluer avec précision, est très petite, étant donné la haute température du filament.

Ces avantages rendent la lampe à incandescence très supérieure,

comme source de comparaison, aux lampes à basse température employées par Thomsen et les autres observateurs.

Il faut cependant dire que la radiation n'est pas uniformément distribuée ; mais cette difficulté peut être surmontée une fois pour toutes en déterminant la relation entre l'intensité dans une direction donnée et l'intensité moyenne sphérique, ce qui peut être convenablement fait photométriquement.

Le photomètre employé a été imaginé par l'auteur pour les mesures ordinaires et surtout hétérochromes. Il consiste simplement en deux prismes à réflexion totale montés sur une lame de verre avec leurs angles en contact.

Les radiations des deux lampes entre lesquelles le double prisme est placé peuvent ainsi être reçues sur un écran de verre dépoli ou de papier translucide, auquel cas, l'apparence est identique à celle donnée par le photomètre à bloc de paraffine de Joly. On peut aussi disposer cet écran avec des « Tests » (lettres ou réticulations de différentes dimensions) à la fois sur champ éclairé ou obscur, les lettres et signes étant absolument symétriques.

L'avantage de cet écran spécial est qu'il sert indifféremment en lumière blanche ou colorée; il est peu influencé par un léger défaut d'orientation des sources, et se prête bien au réglage en ligne droite des deux lampes et du photomètre ; enfin il permet d'amener une partie du spectre bien déterminée en un point donné de la plage photométrique, ce qui permet de faire des comparaisons même avec un spectre peu étalé.

Pour la mesure de l'énergie, nous avons d'abord essayé une paire de soudures thermoélectriques construites d'après les indications du professeur Féry ; mais, ayant trouvé ce dispositif trop peu sensible, nous avons eu recours à un bolomètre : un fil de cuivre de 50 centimètres de longueur ayant 7,5 ohms fut enroulé sur un support en mica. Deux supports ainsi préparés furent introduits dans la même boîte que les prismes du photomètre et immédiatement au-dessus, de manière à recevoir exactement les mêmes radiations que ce dernier.

Pour protéger les deux bras du bolomètre contre les courants d'air, les deux extrémités de la boîte et la fenêtre d'observation étaient fermées par des feuilles minces de mica.

Séparés par un écran d'amiante, les deux bras du bolomètre étaient reliés convenablement par des conducteurs flexibles à un pont de Carey-Foster.

L'emploi de deux résistances bolométriques rend les variations de température de la pièce de moindre importance ; tout l'arrangement bolométrique et photométrique était réversible pour prévenir un manque de symétrie du système.

Les bobines du pont avaient 10 ohms de résistance chacune, et le courant était mesuré par un galvanomètre de 7,5 ohms donnant 22 millimètres par microvolt ; il passait de 0,04 à 0,1 ampère dans chaque bras du pont ; le bolomètre permettait d'apprécier 1/2 watt à 2 mètres.

Pour faire les lectures, le photomètre était d'abord fixé au milieu du banc, et le spectre déplacé jusqu'à ce que la couleur requise apparaisse à l'angle des prismes. On approchait alors la lampe étalon pour obtenir l'équilibre photométrique : soit d la distance de cette lampe.

L'équilibre bolométrique était ensuite obtenu en réglant la dépense de la lampe de comparaison qui recevait W watts et était placée à une distance D.

En supposant alors que la chaleur de la lampe de comparaison est radiée également dans toutes les directions, nous avons :

Intensité de la radiation au bolomètre $\rho = \frac{rW}{4\pi D^2}$ par centimètre carré, où r est le rapport de la radiation à la puissance totale ;

Intensité d'illumination du faisceau $I = \frac{fK}{d^2}$, où K est la puissance en bougies de la lampe étalon, et f le rapport de l'illumination dans la direction du faisceau à la véritable illumination.

De là on tire l'équivalent mécanique de la lumière :

$$M = \frac{4\pi\rho}{I} = \frac{Wr}{Kf}\left(\frac{d}{D}\right)^2,$$

exprimé en watts par bougie.

Des déterminations soignées de l'intensité lumineuse de la lampe de comparaison faites en directions variées par M. Jolley et pour une différence de potentiel constante, il résulte, pour une direction horizontale moyenne, un facteur de réduction égal à 0,862 et qui concorde bien avec le nombre 0,865 donné par Paterson.

Pour la direction dans laquelle la radiation était mesurée, on trouva 0,78.

La quantité de chaleur perdue par convection fut obtenue expéri-

mentalement en se servant d'un calorimètre spécial enregistrant les calories emportées par le courant d'air ascendant créé par la lampe; cette perte représente seulement 2 à 3 0/0 de l'énergie totale, quantité négligeable, étant donnée la précision des autres mesures.

Le plus grand nombre des déterminations fut fait dans le jaune vert jugé à l'œil dans le voisinage de 0,54 μ proposé par Guillaume. Une erreur sur la longueur d'onde choisie ne peut d'ailleurs présenter que peu d'importance, puisqu'on se trouve dans le voisinage du maximum de sensibilité de la courbe rétinienne.

Pour faire des déterminations en lumière blanche, on élargissait considérablement la fente et on l'ajustait de telle sorte que l'un des bords aurait donné de l'infra-rouge et l'autre de l'ultra-violet sur l'écran photométrique ; on obtenait ainsi de la lumière blanche exempte de radiations obscures au lieu d'être enlevée seulement à une des extrémités du spectre, comme dans l'expérience d'Angström (1).

Un certain nombre d'observations préliminaires furent faites avec l'arc et la lampe Nernst comme sources de lumière et en inversant les faces du photomètre. Cependant on observa des perturbations considérables au galvanomètre, ce qui fut attribué au voisinage de l'observateur. La moyenne de 24 observations fut 0,08 watt par bougie.

Pour éviter les causes d'erreur signalées précédemment, on prit le parti de disposer tout l'appareil dans une pièce formant chambre noire et dans laquelle l'observateur n'entrait pas. Un trou percé dans le mur laissait arriver les rayons du spectre sur le bolomètre ; une autre petite ouverture servait pour l'observation du photomètre. Les lectures devinrent alors beaucoup plus satisfaisantes.

Les résultats obtenus sont réunis dans la table I. Le résultat final de 0,12 watt par bougie pour la lumière blanche du filament Nernst concorde presque exactement avec la valeur trouvée par Angström pour la lampe Hefner. Thomson et Tumlirz emploient tous deux des méthodes d'absorption, et on doit attacher peu de valeur à leurs résultats.

On peut essayer de déduire d'autres valeurs des recherches anté-

(1) Dans cette expérience, le verre des lentilles, etc., employées avait sans doute enlevé la majeure partie de l'ultra-violet ; c'est sans doute à la petitesse de l'énergie de ces radiations qu'est dû l'accord de ces résultats avec ceux que j'ai obtenus moi-même.

rieures sur les illuminants, mais ces nombres varient de 0,011 à 0,028 watt par bougie trouvés par Wedding, 0,02 à 0,39 donnés par Rüssner et 0,19 à 0,49 indiqués par Merritt.

La plus basse valeur, 0,08, trouvée dans les présents essais pour la lumière blanche, s'explique sans doute par la très haute température de la source.

En attendant des déterminations plus précises, on peut admettre qu'une source idéale de lumière blanche pourrait donner environ 10 bougies par watt, et en lumière jaune vert, presque 17 bougies.

TABLE I.

Observateur	Date	Méthode	Durée	Étalon	Équivalent mécan. cal. par sec., par bougie	Équivalent mécan. watts par bougie
J. Thomson	1863	A	bougie	bougie étalon	0,073	0,310
	»	»	lampe modérateur		0,066	0,275
	»	»	flamme du gaz		0,065	0,270
O. Tumlirz et Krug.	1888	A	fil de Pt incand.	Hefner	0,0455	0,19
O. Tumlirz	1889	A	lampe Hefner	Hefner	0,0505	0,212
K. Angström	1903	C	lampe Hefner	Hefner	0,0288	0,121
Drysdale et Jolley	1907	C	Nernst	bougie décimale	0,0284	0,119
	»		arc		0,0192	0,0805
	»		lumière monochr. $\lambda = 0,54$		0,0143	0,0598

Méthode A, pile thermo et écrans absorbants ;
— C, mesure directe de l'énergie dans le spectre.
On a pris dans cette table 1 hefner = 0,9 bougie.

LE RELIEF STÉRÉOSCOPIQUE EN PROJECTION PAR LES RÉSEAUX LIGNÉS

Par M. E. ESTANAVE [1].

Pour obtenir la sensation du relief au moyen d'images, deux conditions sont nécessaires :

1° Observer au même endroit binoculairement deux épreuves répondant à deux perspectives d'un objet ;

2° Observer ces épreuves de telle façon que celle qui est destinée

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 19 juin 1908.

à l'œil droit soit vue seulement par l'œil droit à l'exclusion de son congénère, de même pour l'image destinée à l'œil gauche.

Ces conditions sont réalisées dans l'écran à réseaux.

Écran stéréoscope à réseaux. — Dans ses parties essentielles, l'écran stéréoscope à réseaux se compose de deux réseaux lignés RR, R'R' (*fig.* 1), à lignes parallèles alternativement opaques et

Og Od

Fig. 1.

transparentes. Ces réseaux sont séparés par une glace dépolie EE'. Un couple stéréoscopique formé de deux images I_1, I_2 est projeté à l'aide d'objectifs O_1 et O_2 sur cet écran disposé de façon que les lignes des réseaux soient verticales, c'est-à-dire perpendiculaires à la direction O_1O_2. Les objectifs sont suffisamment rapprochés pour

donner sur l'écran des images qui empiètent l'une sur l'autre, et dont certains points homologues coïncident.

L'image de I_1 se produit sur la glace dépolie EE' en une image incomplète formée de lignes-images notées 1, 1, 1, ..., enchevêtrées et alternées avec les lignes-images notées 2, 2, 2, ..., provenant de l'image de I_2. Les conditions sont réalisées pour que les lignes 1, 1, 1, ... n'empiètent pas sur les lignes 2, 2, 2, ...

L'observateur dont les yeux sont placés en O_g, O_d dans une position presque symétrique, par rapport à l'écran, des objectifs O_1, O_2, verra à travers les traits transparents du réseau R'R' une image unique pourvue de relief. En effet, l'œil O_g verra seulement des bandes-images notées 1, 1, 1, ..., correspondant à l'image I_1, et l'œil O_f verra seulement les bandes notées 2, 2, 2, ..., correspondant à l'image I_2, les autres bandes étant cachées respectivement à chaque œil pour les traits opaques du réseau d'observation R'R'. Chaque œil examinant ainsi l'image qui lui correspond stéréoscopiquement et celle-là seulement, le relief apparaît. Grâce à la finesse des traits des réseaux utilisés, les lignes-images 1, 1, 1, ..., ou 2, 2, 2, ..., sont suffisamment voisines pour que ces images incomplètes paraissent continues.

En résumé, le problème résolu par l'écran stéréoscope à réseaux est de partager une surface plane EE' en deux plages : l'une visible à un œil, l'autre visible à l'autre ; les plaques ne sont pas continues mais formées de bandes parallèles; les bandes qui définissent l'une des plages étant alternées avec celles qui définissent l'autre. L'un des réseaux RR sert à effectuer cette division en plages et à localiser dans chacune d'elle les images I_1, I_2. L'autre réseau R'R' sert uniquement à faire valoir à chaque œil chacune de ces plages.

Le même écran, disposé de telle façon que les lignes des réseaux soient horizontales, c'est-à-dire parallèles à la ligne des yeux de l'observateur, peut servir à l'obtention des images à aspect changeant [1] suivant l'angle de vision de l'observateur.

---

[1] *C. R.*, t. CXLVI, p. 381 ; février 1908.

CHALEURS SPÉCIFIQUES DES LIQUIDES QUI DEVIENNENT SOLIDES A UNE TEMPÉRATURE TRÈS BASSE

[Travaux de l'Institut de physique de Pise (dir. A. Battelli)];

Par M. A. BATTELLI.

1. — La connaissance des éléments thermiques des corps aux températures les plus basses est d'une grande importance pour la thermodynamique et pour la physique moléculaire en général. J'ai fait des recherches sur les éléments les plus fondamentaux : chaleurs spécifiques, chaleurs de fusion et d'évaporation, dilatation thermique.

Dans cette première note, je rends compte des résultats obtenus pour les chaleurs spécifiques de quelques liquides qui se solidifient à une température très basse.

Il n'existe encore sur cette question que des déterminations rares et isolées. Les plus importantes, celles de Regnault, ne descendent jamais à une température au-dessous de — 30° C. De même les expériences de Nadejdine [1] sur différents liquides ne s'étendent pas à une température inférieure à — 21° C.

La première étude sur la chaleur spécifique des liquides à des températures très basses fut faite par Eckerlein [2] pour l'éther de pétrole.

Il se servit de la méthode des mélanges. L'éther de pétrole était enfermé dans une sphère creuse de laiton, qui était refroidie dans un bain d'huile de térébenthine maintenu dans un mélange réfrigérant. La sphère était ensuite portée dans un calorimètre à huile de térébenthine maintenu à la température ordinaire.

Eckerlein opérait à trois températures différentes : à — 16°,50 ; — 78°,30 et — 185°,38. De cette manière il déterminait seulement la chaleur spécifique moyenne de l'éther de pétrole entre ces températures et la température ambiante.

La valeur qu'il donne pour la température de l'air liquide est très douteuse, car il ne prit pas la peine de vérifier si l'éther de pétrole, à cette température, était encore limpide et liquide.

---

(1) *Journal de la Soc. Phys.-Chim. Russe*, **16**, p. 222 (1884).
(2) *Ann. de Phys.*, série IV, vol. III, p. 120 (1900).

Il existe aussi des déterminations de la chaleur spécifique de l'oxygène et de l'azote liquides, faites par H. Alt [1] pour des températures comprises entre — 200° et — 183° C., pour l'oxygène et entre — 208° et — 196° C. pour l'azote. Ces expériences ne peuvent guère retenir l'attention, peut-être à cause du dispositif expérimental. L'auteur lui-même dit que ses résultats ne sont approchés qu'à 3 0/0.

2. — Mes expériences ne s'étendent jusqu'à présent qu'aux substances qui sont liquides à la température ordinaire.

Le dispositif expérimental que j'ai adopté permet d'obtenir une assez grande précision même à une température très basse.

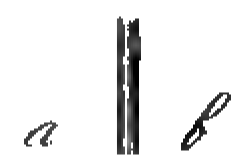


Fig. 1.

L'appareil consiste en un vase cylindrique de Dewar, dans lequel on place le liquide à étudier. A l'intérieur de ce vase plonge une spirale métallique, qui est chauffée au moyen d'un courant électrique. On peut ainsi communiquer au liquide une certaine quantité de chaleur. En faisant deux expériences avec deux quantités différentes de

(1) *Ann. de Phys.*, série IV, vol. XIII, p. 1022 (1904).

liquide, on mesure l'équivalent en eau du calorimètre et la chaleur spécifique du liquide.

Le vase de Dewar, qui sert de récipient calorimétrique, est de forme cylindrique, à parois réfléchissantes, d'un diamètre d'environ 6 centimètres et d'une hauteur de 20 centimètres. Le vase de Dewar est placé au moyen d'un support dans un autre vase du même genre, de beaucoup plus grandes dimensions.

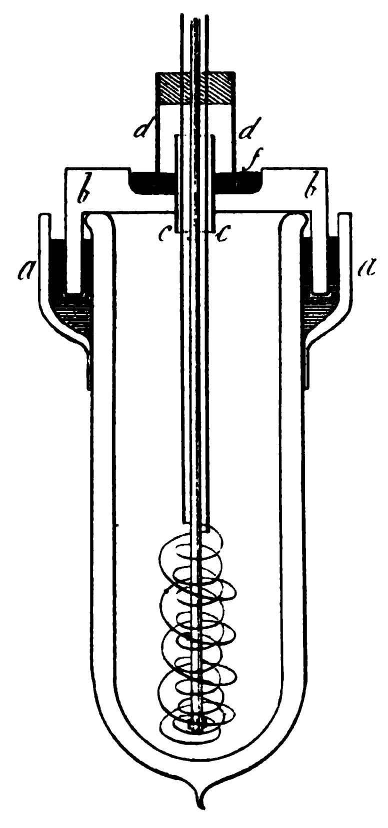


Fig. 2.

La spirale qui sert à chauffer le liquide est enroulée sur deux diamètres différents pour utiliser le plus d'espace possible (*fig.* 1). La spirale est soutenue par un tube de terre qui constitue son axe.

Le long de ce tube sont fixés, par des liens en soie, les bouts de la spirale qui, au moyen de deux proéminences *a* et *b* (*fig.* 2), plongent

dans deux puits annulaires excavés dans un morceau de buis *c*. Le buis est percé au milieu pour laisser passer la tige de verre et les fils qui forment l'extrémité de la spirale.

Les deux puits de mercure aboutissent à deux bornes par lesquelles on peut lancer le courant dans la spirale.

Le sommet de l'axe de verre est attaché au pivot d'un mouvement d'horlogerie, qui imprime un mouvement rotatoire à la spirale pendant qu'elle est parcourue par le courant. De cette manière la spirale remplira le double office de tenir le liquide agité et d'en élever la température. Pendant les expériences il fallait que le vase de Dewar, qui servait de calorimètre, fût parfaitement fermé. Il était, en effet, nécessaire d'éviter le rayonnement calorifique et de pouvoir expérimenter à l'abri de l'humidité atmosphérique, car quelques-unes des substances soumises à l'expérience étaient très avides d'eau. Voici comment j'ai atteint ce double but.

Autour du récipient (*fig.* 2) est soudé près du bord un anneau de buis *a*. On verse du mercure dans le vide laissé entre cet anneau et le vase de Dewar; dans ce mercure plonge le bord du bouchon *b*, également en buis. Ce bouchon est percé au milieu d'un trou traversé par un court tube de verre *c* pour laisser passer l'axe de la spirale. Dans le bouchon *b* on a ménagé une petite excavation *f* contenant du mercure où va plonger l'extrémité inférieure du tube de verre *d*. Ce tube est réuni à l'axe de la spirale au moyen d'un bouchon isolant qui ferme complètement le tube et à travers lequel passent les bouts de la spirale.

3. — La spirale était constituée par un fil de nickeline ayant une longueur d'environ 5 mètres et un diamètre de $0^{mm},783$.

Sa résistance à une température de 12° était de 5,600 ohm.

Pour calculer la quantité de chaleur i^2r développée par le courant dans la spirale pour chaque température, on mesurait la résistance r au moyen du pont et l'intensité i à l'aide d'un milliampèremètre.

Pour mesurer les températures, je me suis servi de deux couples thermo-électriques cuivre-constantain ; un des couples donnait la température du sommet du liquide et l'autre celle du fond.

Grâce au mouvement plutôt rapide de la spirale, on obtenait très vite l'équilibre de la température dans le vase calorimètre.

Le galvanomètre sur lequel les couples étaient fermés au moyen d'un commutateur à puits de mercure, avait une résistance d'environ 500 ohms. Par conséquent, je pouvais négliger la résis-

tance présentée par le fil constituant les couples, et à plus forte raison, les variations de résistance que subit le fil des couples aux différentes températures.

Une grande difficulté de l'expérience était de pouvoir obtenir, à l'intérieur du récipient calorimètrique, le liquide refroidi à la température de fusion. Après beaucoup d'essais, j'ai trouvé que le meilleur moyen était de mettre la substance déjà congelée à l'intérieur de l'appareil préalablement refroidi au moyen de l'air liquide.

Pour exécuter l'opération, on fait d'abord congeler le liquide dans une éprouvette. Ensuite on commence à verser quelques centimètres cubes d'air liquide bien limpide à l'intérieur du vase de Dewar qui sert de calorimètre, puis on ferme immédiatement au moyen d'un bouchon de caoutchouc. On agite, de manière à ce que le vase se refroidisse le plus possible dans sa partie supérieure. Finalement on jette l'air liquide, et on retourne sur le Dewar l'éprouvette métallique dans laquelle se trouve la substance congelée.

Peu à peu la substance se liquéfie dans le voisinage des parois de l'éprouvette métallique, et un cylindre solide de la substance étudiée descend dans le Dewar. Si quelque goutte d'air liquide est restée au fond du vase, elle disparaît immédiatement, parce que le point d'ébullition de l'air est très inférieur au point de fusion des liquides dont je me suis servi.

Le Dewar fermé, on attend que la substance soit presque complètement dissoute, puis on introduit dans le récipient calorimétrique la spirale de nickeline amenée à une rotation rapide par le mouvement d'horlogerie. Après environ quinze minutes, la température est généralement répartie d'une façon uniforme dans le liquide. On fait alors au galvanomètre les lectures de la température de minute en minute, pendant quatre minutes consécutives, afin de tenir compte du rayonnement. On lance ensuite le courant dans la spirale, en notant la déviation de l'ampèremètre. On interrompt finalement le courant et on refait de minute en minute les lectures au galvanomètre.

Dans les expériences qui sont ici rapportées, le liquide contenu dans le vase calorimétrique était d'environ 300 centimètres cubes, et on faisait passer environ 2 ampères pendant deux minutes.

Le rayonnement était très faible dans ces conditions : il ne se produisait ordinairement pas de variations de température supérieures à 1/20 de degré C. pour chaque minute.

Cela permettait d'obtenir, pour les chaleurs spécifiques, des va-

leurs aussi bonnes pour les plus basses températures que pour les températures ordinaires.

4. — Un exemple montre quelle est l'exactitude que l'on peut atteindre avec cette méthode.

Prenons le sulfure de carbone à la température d'environ 0 °C., à laquelle il fut étudié par Regnault.

Dans une détermination de la première série, on a obtenu :

	P = 388,8			P = 520,4	
Temps en minutes	Tempé-ratures	Intensité du courant	Temps en minutes	Tempé-ratures	Intensité du courant
1	— 1,05		1	— 1,1	
2	— 1,00		2	— 1,05	
courant 3	— 9,95	1,86	3	— 1,0	1,85
courant 4	—	1,85	4	—	1,85
courant 5	1,35	1,87	5	0,95	1,85
6	1,4		6	1,0	
7	1,45		7	1,5	
	$r = 5,56$			$r = 5,56$	

En désignant par E l'équivalent en eau du calorimètre et par c la chaleur spécifique du sulfure de carbone, on a :

$$(388,8 \times 2,2)\, c + E \times 2,2 = 0,240 \times 1,86^2 \times 120 \times 5,56,$$
$$(520,4 \times 1,85)\, c + E \times 1,85 = 0,240 \times 1,85^3 \times 120 \times 5,56.$$

d'où :

$$c = 0,238.$$

Dans une détermination de la 5e série faite avec un autre Dewar, mais avec la même spirale, on obtint :

	P = 350,2			P = 315,3	
Temps en minutes	Tempé-ratures	Intensité du courant	Temps en minutes	Tempé-ratures	Intensité du courant
1	— 1,74		1	— 0,90	
2	— 1,67		2	— 0,85	
3	— 1,60	1,87	3	— 0,82	1,885
4	—	1,86	4	—	1,89
5	+ 1,20	1,88	5	+ 1,61	1,89
6	+ 1,23		6	+ 1,65	
7	+ 1,28		7	+ 1.70	
	$r = 5,56$			$r = 5,57$	

d'où résulte :

$$c = 0,239.$$

Les deux valeurs de c, obtenues dans les deux différentes séries, concordent bien entre elles et concordent également avec la valeur :

$$c = 0,23523,$$

que l'on trouve pour la température de 0° C. dans la table de Regnault.

5. — Les liquides que j'ai étudiés sont : l'éther éthylique, le toluol, le bromure d'éthyle, l'éther de pétrole, l'alcool éthylique, l'alcool amylique, le sulfure de carbone.

Pour chaque liquide on fit au moins deux séries de déterminations, et on prit la moyenne des résultats qui sont consignés dans le tableau suivant.

Éther éthylique		Toluol		Bromure d'éthyle	
Température	C.	Température	C.	Température	C.
— 91°,37	0,514	— 92°,02	0,353	— 105°,47	0,195
— 74°,5	0,516	— 83°,44	0,355	— 89°,45	0,196
— 50°,05	0,517	— 71°,52	0,357	— 66°,32	0,199
— 36°,10	0,519	— 62°,80	0,360	— 39°,62	0,202
— 2°,31	0,523	— 47°,37	0,365	— 28°,82	0,205
		— 25°,00	0,380		

Éther de pétrole		Alcool éthylique		Alcool amylique		Sulfure de carbone	
Température	C.	Température	C.	Température	C.	Température	C.
— 161°,20	0,588	— 90°,70	0,457	— 49°,15	0,455	— 95°,75	0,195
— 126°,91	0,592	— 82°,67	0,459	— 40°,2	0,462	— 71°,15	0,194
— 96°,15	0,596	— 71°,20	0,463	— 31°,7	0,469	— 59°,4	0,196
— 74°,15	0,601	— 38°,37	0,486	— 27°,3	0,472	— 44°,2	0,201
— 52°,95	0,604	— 27°,97	0,497	— 19°,4	0,480	— 26°,54	0,213
— 25°,55	0,608			— 9°,55	0,492	— 18°,23	0,217
						— 0°,09	0,238

6. — L'éther éthylique que j'ai employé fut acheté chez Carlo Erba et distillé sur du chlorure de calcium. Son point de fusion était exactement — 117° C.

Les valeurs de sa chaleur spécifique décroissent d'abord assez rapidement avec la température. Ensuite les variations deviennent à peu près proportionnelles aux intervalles de température, suivant un très petit coefficient de proportionnalité.

Le toluol fut aussi fourni par Erba ; mais, avant de l'employer, il fut soumis à la distillation fractionnée pour le débarrasser du xylol et du benzol. Il fut ensuite distillé sur du chlorure de calcium pour le rendre anhydre. La chaleur spécifique du toluol décroît rapidement avec la température. Cependant les variations sont moindres lorsque l'on s'approche du point de fusion. A cette température, on peut assez bien représenter la marche du phénomène par une équation linéaire.

Le bromure d'éthyle fut préparé dans mon Institut au moyen de

l'action bien connue de l'alcool sur le bromure potassique en présence de l'acide sulfurique. Le bromure d'éthyle fut ensuite clarifié avec du carbonate sodique et repris avec de l'acide sulfurique à la température de — 27° C. Après un lavage abondant, le bromure fut distillé sur le chlorure de calcium. Les variations de sa chaleur spécifique sont tout à fait analogues à celles de l'éther éthylique.

L'éther de pétrole fut acheté chez Carlo Erba. Son point d'ébullition était entre 35° et 40°. A la température de l'air liquide, il devenait pâteux, mais ne gelait pas. Les déterminations furent poussées jusqu'au point où il était encore parfaitement liquide.

La chaleur spécifique de ce mélange varie très peu, et (à moins de quantités qui rentrent dans les erreurs d'observation) proportionnellement à la température.

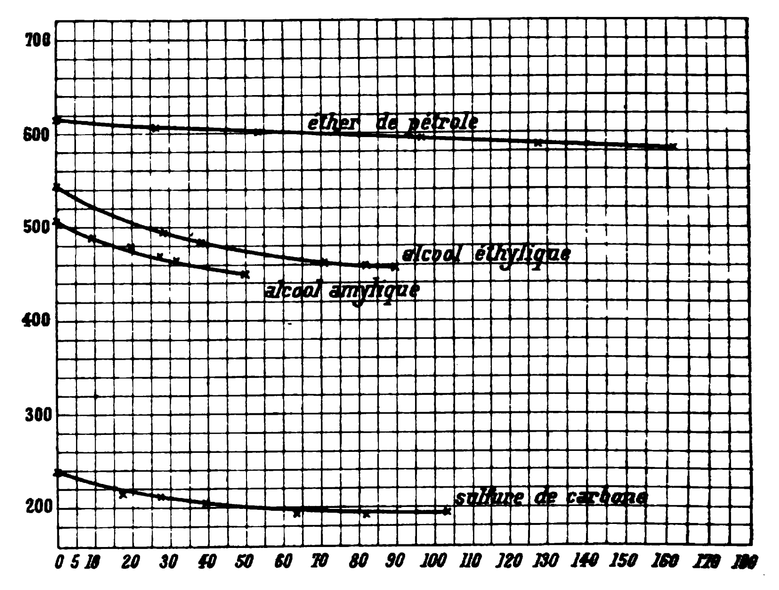


Fig. 3.

L'alcool éthylique fut préparé à l'aide de l'alcool à 95° du commerce en le soumettant d'abord à la distillation dans l'oxyde de calcium, puis sur du sodium métallique. Son point de fusion à — 130° C. est une preuve absolue de la pureté de la préparation. La chaleur spécifique de ce corps varie considérablement avec la température et suivant une loi presque parabolique, même à proximité du point de fusion.

L'alcool amylique d'Erba était très pur (exempt de furfurol). Pour l'avoir anhydre, on le mit digérer pendant quatre jours dans le chlorure de calcium, puis on le filtra dans un milieu parfaitement sec. Cet alcool ne gelait pas complètement, même à — 100°. Cependant, à — 60° environ, il devenait tellement visqueux que déjà à cette température les déterminations n'étaient pas certaines. Les valeurs de la chaleur spécifique de l'alcool amylique décroissent selon une loi tout à fait analogue à celle que l'on observe pour l'alcool éthylique.

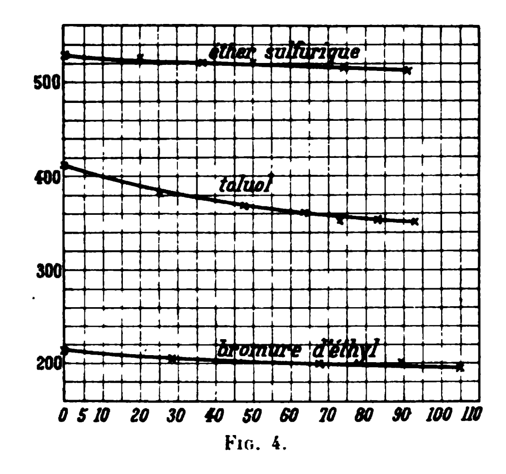


Fig. 4.

Le sulfure de carbone fut fourni par Erba. Il fut filtré soigneusement et soumis à la distillation avec l'acide sulfurique. Sa chaleur spécifique décroît assez rapidement de 0° à — 45° environ. Ensuite il atteint une valeur presque constante et voisine de 0,195.

7. — Les courbes reproduites dans les *fig.* 3 et 4 montrent, au premier coup d'œil, la manière de se comporter des chaleurs spécifiques de tous les liquides que j'ai étudiés, et on voit comme ces courbes tendent à devenir, aux plus basses températures, asymptotiques à une parallèle à l'axe des températures.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXLVI; 1er trimestre 1908.

A. CATHIARD. — Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension. — P. 20 et 229.

Si on présente à une flamme ne contenant aucun corps conducteur solide en suspension deux électrodes quelconques, l'une de surface très petite par rapport à l'autre, et toutes les deux reliées à une source alternative à haute tension, on constate que le courant, pour de faibles intensités, va toujours dans le même sens, de la grande électrode vers la petite, à travers la flamme; corrélativement, il se produit une véritable désagrégation de la cathode.

F. BORDAS. — Contribution à l'étude de la formation de certaines pierres précieuses de la famille des aluminides. — P. 21.

Si l'on chauffe plusieurs heures à 300° des corindons jaunis artificiellement par le radium, ou des corindons jaunes naturels (topaze orientale), la coloration jaune disparaît. Cette propriété peut être utilisée pour reproduire le corindon vert, ou émeraude d'Orient, qui n'est qu'un corindon bleu ou saphir dont la couleur a été exactement neutralisée par du jaune produit par la radioactivité du sol. Il suffit pour cela de faire passer un saphir peu à peu au vert sous l'action du radium en dépassant le but et d'enlever, ce qui est plus facile, l'excès de jaune par la chaleur.

L'auteur montre de plus que les rayons cathodiques, analogues aux rayons β, sont sans action sur les corindons.

G. SIZES et G. MASSOL. — Sur les harmoniques d'un corps vibrant. — P. 24.

Les auteurs sont amenés à considérer une loi plus générale et plus simple que celle de Chladni, une loi d'après laquelle les sons de l'échelle harmonique naturelle sont entre eux comme la série des nombres entiers. Tous les sons produits par un corps sonore doivent être des multiples entiers d'un son fondamental, mais en réalité les

séries de sons produits ne sont, en général, que des échelles incomplètes.

Th. MOUREAUX. — Sur la valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1er janvier 1908. — P. 45.

Éléments	Valeurs absolues au 1er janvier 1908	Variation séculaire
Déclinaison occidentale......	14° 42',90	— 5',81
Inclinaison.................	64° 44',6	— 2',3
Composante horizontale.....	0,19744	+ 0,00009
— verticale........	0,41850	— 0,00055
— nord...........	0,19096	+ 0,00017
— ouest...........	0,05015	— 0,00030
Force totale.................	0,46274	— 0,00046

A. CHEVALLIER. — Étude d'une série d'échantillons d'eau de mer récoltés dans la Manche. — P. 46.

Mesure de la température, de la densité, de la teneur en halogènes et en SO^3.

H. LE CHATELIER et S. WOLODGINE. — Sur la densité du graphite. — P. 51.

Tous les graphites naturels ou artificiels, après purification complète et compression pour les débarrasser des cendres et de l'air interposés, ont une densité identique de 2,255 vers 15°. Soumis au même traitement, le graphite foisonnant présente, avant ou après foisonnement, la même densité que le graphite ordinaire.

Ch. LALLEMAND. — Sur la mesure des mouvements généraux du sol au moyen de nivellements répartis à de longs intervalles. — P. 64.

L'auteur montre que le degré d'exactitude pratiquement susceptible d'être atteint par les nivellements ne peut pas permettre de déceler avec certitude l'existence de mouvements généraux d'exhaussement ou d'affaissement du sol inférieurs à 1 décimètre. Il conclut que chaque pays devrait, plusieurs fois par siècle, réitérer le nivellement d'un groupe de lignes choisies, reliant les mers et franchissant les montagnes principales de son territoire.

A. COLSON. — Sur la transformation des dissolutions de phosphore blanc en phosphore rouge. — P. 71 et 401.

On sait que, dans la transformation du phosphore blanc en phos-

phore rouge, la vitesse de transformation dépend de la température et de la quantité de phosphore dont on part, c'est-à-dire de la pression de la vapeur. Il suffit de substituer la notion de concentration à celle de tension de vapeur pour que la transformation des dissolutions soit semblable à celle des vapeurs, avec cette différence que la présence d'un solvant ralentit la transformation. C'est ce qu'a constaté l'auteur sur les solutions de phosphore blanc dans l'essence de térébenthine, dans lesquelles la transformation en phosphore rouge a lieu de 250 à 300°. De plus, cette modification irréversible est due, non pas à un phénomène de viscosité, mais à un cycle formé de phénomènes chimiques où la qualité du solvant domine l'effet, pourtant si actif, de la température.

L. GUILLET. — Sur la constitution des fontes au manganèse. — P. 74.

Les fontes au manganèse ou au nickel renferment du fer γ quand le pourcentage en manganèse ou nickel est suffisamment élevé; mais, dans les fontes au manganèse, on observe un carbure d'autant plus important que la teneur en manganèse est plus élevée. Le manganèse déplace le point eutectique, qui se produit pour les teneurs en carbone plus basses que dans les alliages fer-carbone; son addition à une fonte grise produit du fer γ avant de faire disparaître le graphite.

J. THOULET. — Diminution de salure de l'eau de mer filtrée à travers du sable. — P. 94.

Contrairement à ce que l'on croit généralement, la diminution de salure de l'eau de mer filtrée à travers du sable est très faible en soi; elle se borne aux toutes premières portions filtrées et est due à la fixation, par attraction moléculaire, des sels dissous au contact d'un solide chimiquement inerte.

H. FARMAN. — Essais méthodiques d'un aéroplane cellulaire. — P. 112.

Description. Parcours réalisés.

L. BREGUET. — Sur le rendement des hélices de propulsion dans l'air. — P. 113.

Théorie mathématique qui, appliquée aux hélices d'aéroplane,

montre que ces hélices sont très loin de remplir la condition de rendement maximum.

B. SZILARD. — Étude sur le radioplomb. — P. 116.

On sait que le radioplomb est une substance dont on a pu séparer les radiums D, E, F. Si on soumet cette substance à divers traitements chimiques étudiés par l'auteur, on constate que le polonium (radium F) se sépare assez facilement, et le radium D beaucoup plus difficilement.

A. DUFOUR. — Sur un cas exceptionnel du phénomène de Zeeman. — P. 118, 229 et 634.

H. BECQUEREL. — P. 154.

J. BECQUEREL. — P. 683.

Certains composés, chlorures et fluorures alcalino-terreux, produisent des spectres de bandes d'émission dont les arêtes sont groupées régulièrement suivant des lois simples (Deslandres, Fabry) et qui sont sensibles au champ magnétique.

Pour ces bandes comme pour le second spectre de l'hydrogène, le phénomène de Zeeman longitudinal présente trois types d'effet : pas d'action du champ sur la raie, phénomène ordinaire ou, enfin, phénomène anormal. Ce dernier, jusqu'ici, n'avait été observé que par M. Jean Becquerel dans l'étude des spectres d'absorption de différents sels de métaux rares cristallisés ou dissous, dans le spectre d'étincelle de l'yttrium en particulier, ce qui l'a conduit à l'hypothèse d'électrons positifs ; celle-ci a été émise aussi depuis par Wood (1), qui a signalé, dans le spectre cannelé d'absorption de la vapeur de sodium, l'existence de raies au voisinage desquelles le pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur est négatif.

M. CHANOZ. — Action des rayons X sur la plaque photographique. — P. 172.

De même que la lumière, les rayons X peuvent provoquer le renversement des images photographiques.

---

(1) *Phil. Mag.*, 1908.

JULES ROUX. — Mobilité anormale des ions de quelques terres rares. — P. 174.

Les mobilités des ions trivalents positifs de quelques terres rares (La, Yt, Ce), déduites des mesures de conductibilité, sont de l'ordre de 110, beaucoup plus grandes par suite que celles des ions monovalents (vers 65), divalents (vers 46), et des ions trivalents négatifs (vers 85); seuls, les ions Sm et Gd ont une mobilité plus faible (Gd = 91, Sm = 66).

A. BROCHET. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières. — P. 175.

Résultats des mesures de radioactivité, établissant à nouveau qu'il n'y a aucune relation entre la radioactivité des eaux et leur température.

L. CLERC et A. MINET. — Sur un nouveau four électrique à arc, applicable aux recherches de laboratoire. — P. 227.

Ce four marche sous environ 60 volts et permet de donner à l'arc une longueur quelconque, à la condition de faire varier la section transversale de la cavité proportionnellement à une puissance, plus grande que 1, de la longueur de l'arc, et l'intensité à une puissance, plus petite que 1, de cette section. Quand l'arc est bien établi, on peut y introduire, sans qu'il s'éteigne, un creuset en charbon ou en magnésie et chauffer ce creuset depuis le rouge sombre jusqu'à la température de l'arc, par déplacement du creuset et des électrodes.

A. FERY et G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude du rayonnement calorifique du soleil. — P. 252, 372 et 661.

Les mesures faites à l'observatoire du mont Blanc en août 1907 à l'aide du télescope pyrhéliométrique, étalonné en le pointant sur un four électrique, ont fourni pour la température effective du centre du disque solaire T = 5555° absolus, au lieu de 5620° (1906) et pour la température du noyau 6 042°, au lieu de 6 132° (1906).

Les auteurs donnent en outre la description et le dessin d'un actinomètre et les résultats obtenus avec lui; ils montrent enfin comment il est possible d'intégrer les indications du télescope pyrhéliométrique dans le but d'obtenir la constante solaire.

C. NORDMANN. — **Recherches sur la dispersion de la lumière dans l'espace céleste.** — P. 266, 383 et 680.

G. A. TIKHOFF. — P. 570.

P. LEBEDEW. — P. 1254.

La méthode consiste à produire une série d'images monochromatiques d'une étoile variable à courte période et à déterminer photométriquement les courbes de lumière respectives pour mettre en évidence tout décalage relatif de ces courbes. Pour β Persée et λ Taureau, tout se passe comme si les rayons lumineux venus de ces étoiles subissaient dans l'espace céleste une dispersion dont le sens est le même que celle des milieux réfringents ordinaires, sa valeur étant le triple pour λ Taureau.

M. Tikhoff est conduit aux mêmes conclusions en utilisant soit une méthode photométrique qui consiste à photographier l'étoile observée à travers les divers écrans et à étudier ensuite sur la plaque ses variations, soit par une méthode spectroscopique qui consiste en la mesure des spectrogrammes de l'étoile étudiée en utilisant deux raies situées en des régions différentes du spectre, de manière à manifester toute différence entre les deux courbes de vitesses radiales. Il fait, de plus, l'historique de la question.

M. Lebedew ne croit pas à la dispersion dans l'espace interstellaire. Les phénomènes observés s'expliquent simplement en supposant que l'atmosphère du satellite qui produit les variations d'éclat est distribuée un peu asymétriquement par rapport au centre du satellite et qu'elle est déplacée dans la direction de son orbite.

V. CREMIEU. — La diminution du roulis du navire. — P. 277.

On sait que deux moyens nouveaux ont été proposés récemment pour diminuer le roulis : le gyroscope et les tubes auto-amortisseurs (1). L'auteur montre qu'il existe, pour chaque navire et sur chaque houle, un minimum de l'angle de roulis au-dessous duquel on ne peut descendre sans transformer alors le roulis en un mouvement de danse du navire.

---

(1) *Trans. Nav. Archit.*, 1904 et 1907 ; — *C. R.*, 1907.

E. FOUARD. — Sur les propriétés colloïdales de l'amidon et sur l'existence d'une solution parfaite de cette substance. — P. 285.

L. MAQUENNE. — P. 318.

La filtration de l'amidon réversible ([1]) à travers une membrane de collodion donne une portion parfaitement soluble, présentant la transparence et la fluidité de l'eau pure. Ces molécules solubles existent sans doute dans le milieu colloïdal, accompagnées d'amidon à tous les degrés de condensation, le tout formant un système hétérogène en état d'équilibre variable avec les divers facteurs d'action. La division produite par la membrane de collodion détruit cet équilibre, de sorte qu'on voit la solution parfaite obtenue régresser, se troubler en vieillissant par suite de l'extrême mobilité de la molécule et de son aptitude à réagir sur elle-même.

M. Maquenne rappelle que cet amidon soluble avait déjà été retiré par M. Roux et lui de l'empois vieilli ([2]) et désigné sous le nom d'amylose.

J. LARGUIER DES BANCELS. — Recherches sur les modifications physiques de la gélatine en présence des électrolytes et des non-électrolytes. — P. 290.

Étude de la solubilité de la gélatine dans l'eau en présence de sels neutres, qui favorisent de façon différente la dissolution, et de la solubilité dans les mélanges de certains non-électrolytes et d'eau en présence d'électrolytes qui favorisent aussi la dissolution.

CL. ROZET. — Sur la relation entre les ombres volantes et la scintillation. — P. 325.

Les ombres volantes observées au lever et au coucher du soleil, produites aussi par les étoiles et les planètes sur un écran, ne sont que les manifestations d'un phénomène unique : la scintillation, due à la réfraction inégale et à la dispersion régulière des couches atmosphériques.

---

(1) *C. R.*, t. CXLIV.
(2) *Ann. de Phys. et Chim.*, 1906.

E. DOUMER. — Sur l'électrolyse des dissolutions d'HCl pur. — P. 325.

TH. GUILLOZ. — P. 581.

Dans cette électrolyse, on recueille toujours H à la cathode, Cl et O à l'anode, de sorte qu'une partie du courant non négligeable sert à l'électrolyse de l'eau de la dissolution.

Il y aura à tenir compte de ce phénomène dans la détermination des nombres de transport des ions H et Cl, et dans la mesure de la conductibilité des dissolutions d'HCl.

M. Guilloz rappelle que Noyes et Sammet [1] ont trouvé pour la mobilité de H et Cl dans les solutions étendues de HCl des résultats parfaitement concordants et qu'ils s'étaient rendu compte aussi du dégagement d'O.

Mlle GLEDITSCH. — Sur le lithium dans les minerais radioactifs. — P. 331.

SIR WILLIAM RAMSAY et ALEX CAMERON. — P. 456.

Les analyses montrent qu'il n'y a aucun rapport simple entre le cuivre et le lithium dans les minerais radio-actifs; il semble donc que la transformation du cuivre en lithium ne soit pas fondée. Sir William Ramsay et Alex. Cameron persistent à croire que la désagrégation du cuivre donne des métaux de son groupe, savoir les métaux alcalins, et que, parmi eux, c'est le lithium dont la formation est la plus probable.

G. MALFITTANO et L. MICHEL. — Sur l'hydrolyse du perchlorure de fer. Effet de la valence des ions négatifs. — P. 338.

Les anions précipitent le colloïde ferrique ou empêchent la formation de ce colloïde, à des doses d'autant plus faibles que leur valence est plus grande. Il est probable que les ions Fe^{+++}, à mesure que la valence des anions qui les accompagnent est plus grande, deviennent de moins en moins aptes à former les ions complexes :

$$[Fe\ FeO^3H^3\ n]^{+++}.$$

(1) *Zeitsch für phys. Chemie*, 1903.

Les micelles, ions complexes de dimensions très grandes (*n* très grand) abritent ainsi les molécules d'hydrate contre l'action de HCl qui tend à les ramener à l'état de $FeCl^3$. Si elles ne peuvent se former, le processus d'hydrolyse irréversible est entravé.

R. DUBOIS. — Influence de la lumière solaire sur le dégagement et sur l'orientation des molécules gazeuses en dissolution dans l'eau de mer. — P. 392.

Des tubes à essais contenant des solutions colorées plongées dans l'eau de mer ou l'eau douce, donnent un dépôt de bulles gazeuses sur les parois externes après exposition au soleil d'environ une heure. Le phénomène est surtout très intense pour les tubes colorés en vert et paraît dû à l'absorption sélective des rayons calorifiques.

J. DANNE. — Sur les courbes de radio-activité induite obtenues par MM. Sarasin et Tommasina [1]. — P. 394.

Dans le cas des corps recouverts d'un diélectrique, les courbes peuvent s'expliquer ainsi : pendant l'activation, l'émanation crée dans le gaz des ions des deux signes; si on porte le fil à un haut potentiel, le champ résultant entraîne les ions d'un signe sur le diélectrique ; pendant la désactivation, les charges accumulées peuvent se libérer sous l'influence d'un champ de sens inverse à celui établi pendant l'activation, donnant ainsi un accroissement du courant, tandis qu'un champ de même sens tend à être annulé par les charges réparties sur le diélectrique.

Dans le cas des toiles métalliques, les phénomènes observés sont dus à un entraînement des ions d'un signe à travers les mailles de la toile métallique, entraînement provoqué par une force électromotrice de contact entre la substance active et la toile métallique.

H. ABRAHAM. — Fonctionnement du détecteur électrolytique : influence de la température. — P. 397.

D'après le mode d'action des ondes qu'indique l'auteur, un détecteur peut être à peu près caractérisé par sa capacité de polarisation

[1] Voir page 495.

au voisinage du voltage normal (2 à 3 volts) et sa résistance ohmique intérieure, en série avec la capacité.

Cette capacité, vis-à-vis de forces électromotrices alternatives de l'ordre du centième de volt, est de l'ordre de quelques centièmes de microfarad en série avec une résistance de plusieurs milliers d'ohms. Par chauffage à 120°, la capacité a augmenté jusque vers 1/2 microfarad sans nuire à la sensibilité ; la résistance est tombée à plusieurs centaines d'ohms, ce qui permet d'établir un accord plus étroit de la résonance.

C. MOUREU et ROBERT BIQUARD. — Nouvelles recherches sur les gaz rares des eaux thermales. Débits gazeux de quelques sources. — P. 435.

Parmi les sources thermales, la source du Lymbe, à Bourbon-Lancy, débite annuellement 16000 litres de gaz rares, contenant au moins 10000 litres d'hélium. On peut maintenant avoir ce gaz à volonté, mais il contient toujours des traces de néon.

H. BECQUEREL. — Sur quelques spectres de phosphorescence. — P. 440.

Tableau des bandes des spectres d'émission par phosphorescence de la chlorophane, la fluorine de Titlis, l'apatite jaune d'Espagne et la scheelite de Traversalla examinés soit au phosphoroscope, soit exposés aux rayons cathodiques. Comparaison de ces bandes et nature de divers spectres suivant le mode d'excitation. De la presque identité des spectres de l'apatite et la scheelite, il semble bien que il n'entre en jeu que les éléments communs à l'apatite, la scheelite, la chaux et les terres rares.

J. VIOLLE. — Sur les engins grêlifuges. — P. 451.

Les expériences directes montrent qu'une détonation isolée exerce un effet très faible sur un nuage orageux et que les effets des tirs en masses, souvent insuffisants et mal organisés, paraissent capricieux.

C. STORMER. — Cas de réduction des équations différentielles de la trajectoire d'un corpuscule électrisé dans un champ magnétique. — P. 462, 526 et 623.

Théorie mathématique.

A. GUILLET. — Mesure électrique des petites longueurs. — P. 465.

Une bobine plate C, invariablement liée à la dimension dont on veut évaluer la variation, est disposée entre deux bobines fixes A, B, de même axe que C. Une force électromotrice variable est intercalée dans le circuit A + B produisant sur C, relié à un indicateur de courant, des effets d'induction opposés. On déplace C pour avoir un potentiel mutuel du système A + B et C nul ; puis on produit le phénomène à étudier. La mesure du courant d'induction permet alors le calcul du déplacement obtenu, une fois l'appareil taré.

A. MINET. — Sur l'arc voltaïque jaillissant dans une enceinte limitée par une paroi épaisse. — P. 467.

L'arc jaillit dans une cavité cylindrique creusée dans un bloc de magnésie.

Pour des distances L variables des charbons on trouve :

$$E = e + \varepsilon L,$$

E étant la différence de potentiel aux électrodes ; e, la force contre-électromotrice (de 14 à 18 volts) dont le siège est à l'électrode positive ; ε, la différence de potentiel, sensiblement constante, par longueur d'arc de 1 centimètre.

De même on vérifie que la chaleur totale :

$$EI = eI + \varepsilon IL,$$

se dissipe : eI à l'électrode positive et la paroi en contact direct ;

εIL sur les parois en contact avec la gaine gazeuse constituant l'arc, au moins dans le cas de faibles diamètres de la cavité.

L. BRANLY. — Accroissements de sensibilité des révélateurs électrolytiques sous diverses influences. — P. 527.

La sensibilité des électrolytiques augmente avec la température, l'agitation du bain par translation mécanique de l'électrolytique, et le dégagement ou le barbotement d'un gaz dans l'électrolyte. De plus, l'intensité du son au téléphone est très notablement accrue quand on introduit dans le circuit récepteur deux électrolytiques en série au

lieu d'un seul, indépendamment de toute élévation de température ou agitation.

P. LANGEVIN. — Sur la théorie du mouvement brownien. — P. 530.

Démonstration simple de la formule de Einstein [1] :

$$\Delta_x^2 = \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi\mu a} \tau.$$

Δ_x^2 est le carré moyen du déplacement dans une direction donnée x d'une particule sphérique de rayon a, au temps donné τ ; μ représente la viscosité du liquide ; T, la température absolue ; R, la constante des gaz parfaits relative à une molécule-gramme ; N est le nombre de molécules, voisin de $8 \cdot 10^{23}$, contenu dans une molécule-gramme.

THOVERT. — Sur un dispositif spectrophotométrique. — P. 534.

Dans le spectrophotomètre de Gouy, la disposition des éclairements à comparer sur deux plages étendues juxtaposées de coloration uniforme est réalisée par l'emploi de deux collimateurs éclairant chacun la moitié du champ d'observation de la lunette. L'auteur limite le champ en plaçant une ouverture rectangulaire, éclairée par les deux faisceaux, sur la lunette collimatrice. Au plan focal de la lunette d'observation, une fente de largeur variable couverte sur une moitié par un prisme sépare les deux faisceaux. On observe par un système oculaire formant viseur, à travers la fente, sur le diaphragme même et on place l'œil au cercle oculaire.

DAUTRICHE. — Action des sels alcalins à base fixe sur la combustion des gaz et des poussières combustibles. — P. 535.

Un nuage formé de poussières d'un sel quelconque de potasse ou de soude s'oppose à la combustion des gaz et des poussières combustibles ; les sels alcalino-terreux n'ont qu'une action secondaire.

---

(1) *Ann. der Physik*, t. XVII, 1905, et t. XIX.

G. ATHANASIADIS. — Flammes sonores renforçant plusieurs sons. — P. 533.

Quand on introduit dans un tube de verre une flamme manométrique de hauteur réglée et un tube de verre de longueur réglée, on peut entendre ensemble le son propre de la flamme (de la même hauteur que celui du tuyau) et le son de l'harmonica chimique. Si on donne à la flamme simultanément les vibrations qui proviennent des capsules manométriques de deux ou plusieurs tuyaux sonores, il est possible de faire coexister trois ou plusieurs sons.

L'harmonica s'éteint dès qu'on souffle un courant d'air par un second tube de verre d'orifice plus bas que l'orifice du tube de la flamme, phénomène que l'on peut utiliser pour construire une sorte d'orgue, comme le pyrophone de Kastner (1).

JEAN MEUNIER. — Sur la combustion sans flamme et l'inflammation des gaz à l'extrémité d'une tige métallique. — P. 539.

Si on porte au rouge le disque de cuivre bombé et perforé de trous d'une lampe du commerce à manchon incandescent, alimentée par de l'alcool, et dont on a enlevé le manchon, et si on approche de ce disque un tampon imbibé d'un liquide combustible, on n'obtient pas l'inflammation. L'oxygène a été retenu par le disque et le flux de gaz combustible s'élève autour de la tige de fer destinée à soutenir le manchon, car si on approche une allumette de l'extrémité de cette tige, il se produit une flamme continue.

ISIDORE BAY. — Observation de foudre en boule. — P. 554.

Apparition, après la chute de la foudre, d'un globe incandescent d'un blanc légèrement rosé, d'environ 15 centimètres de diamètre, qui resta environ cinq minutes le long du mur d'une chambre, puis disparut en perçant dans le mur un trou de 1 centimètre de diamètre.

P. LOWELL. — Sur la présence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de la planète Mars. — P. 574.

Historique de la question.

---

(1) *C. R.*, t. LXXVI, 1873

Les spectres de Mars obtenus en janvier 1908 à l'observatoire de Flagstaff (Arizona, États-Unis) permettent de conclure à la présence certaine de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars.

A. KORN. — Solution générale du problème d'équilibre dans la théorie de l'élasticité, dans le cas où les efforts sont donnés à la surface. — P. 578.

Théorie mathématique.

P. VAILLANT. — Sur la vitesse d'évaporation et sur un procédé de détermination de l'état hygrométrique. — P. 582.

En atmosphère illimitée, et dans des conditions déterminées de température et de pression, la vitesse d'évaporation de l'eau est de la forme bien connue :

$$q = B(F - f),$$

où B est une constante qui dépend de la forme du vase à évaporation et de la hauteur du liquide. L'auteur a vérifié sur des solutions d'acide sulfurique, où F est artificiellement diminué, que la valeur de B est indépendante de la nature du corps dissous dans l'eau, de sa concentration, et qu'elle reste la même lorsque $(F - f)$ change de signe. Il en déduit un procédé rapide et assez précis de mesure de l'état hygrométrique uniquement par pesées.

H. GUILLEMINOT. — Quantité des rayons X absorbée et quantité transmise par les couches successives de tissus. — P. 597.

Résultats obtenus en opérant sur des épaisseurs connues de tissus (foie, rate, poumon, etc.), par la méthode fluorométrique.

J. BOUSSINESQ. — Théorie de l'écoulement sur un déversoir vertical en mince paroi et sans contraction latérale . cas de la nappe ondulée et son raccordement au cas de la nappe plongeante. — P. 607 et 667.

Théorie mathématique.

GOUY. — Sur la théorie de l'électrocapillarité. — P. 612.

On sait que, quand un métal est immergé dans un électrolyte, il

faut tenir compte des forces non électriques qui peuvent s'exercer, à très petite distance, entre le métal et les ions ou les molécules du corps dissous. L'auteur examine le cas où les forces s'exercent sur les molécules.

Celles-ci viennent s'accumuler à la surface du mercure, diminuant la tension superficielle ; leur accumulation varie du reste beaucoup avec l'excès de potentiel Δ du mercure sur celui de la masse de la solution, et produit l'effet d'une couche électrique double. Suivant qu'au maximum électro-capillaire les molécules tournent leur pôle + ou — du côté du mercure, Δ est $>$ ou $<$o. Pour certains corps (glycérine, etc.), les molécules ne paraissent pas orientées et $\Delta = 0$. Enfin il faut remarquer que les actions exercées par le métal intéressent le dissolvant et le corps dissous. Si le premier est plus attiré, il y aura appauvrissement de la solution au contact du mercure,et la tension superficielle maximum sera plus grande pour la solution (ex : solutions concentrées de sulfates ou phosphates) que pour l'eau pure.

J. BAILLAUD. — Détermination, à l'Observatoire de Paris, des erreurs systématiques des reproductions des réseaux de la carte du ciel. — P. 616.

L'image latente de la reproduction d'un réseau présente avec le réseau des différences systématiques sensibles. De plus l'étude du réseau et de ses reproductions nécessite l'emploi d'une vis micrométrique très longue, et les variations de température, dilatant la vis, conduisent à des corrections du même ordre que les erreurs cherchées. M. Baillaud photographie côte à côte, sur la même plaque,les longueurs à comparer, en se plaçant dans les conditions ordinaires de l'impression des réseaux, de façon que les déformations qui peuvent se produire dans la projection de l'image sur la couche sensible restent les mêmes. On s'arrange pour que les traits à comparer soient parallèles et décalés de quelques $\frac{1}{10}$ de millimètre. On mesure alors les petites longueurs qui débordent aux deux extrémités. La précaution à prendre est que le réseau et le cliché restent à la même température pendant la durée des deux impressions.

M. DE BROGLIE. — Sur les gaz provenant des étincelles électriques. — P. 625

On sait qu'on obtient [1] des spectres de flamme en admettant,

[1] DE WATTEVILLE et HEMSALECH, *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. VI, p. 1014 ; 1907.

dans un brûleur à gaz, de l'air provenant d'étincelles condensées. Avec tous les métaux examinés, le gaz renferme :

1° Des ions de faible mobilité ;

2° Des centres neutres susceptibles de se transformer en ions de faible mobilité sous les rayons X ou le radium et donnant aux gaz qui les renferment une aptitude exceptionnelle à s'ioniser par barbotage ;

3° Des poussières ténues, visibles dans le faisceau d'un arc, en partie électrisées, constituant vraisemblablement le principal véhicule de la réaction spectrale.

J. BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES. — Sur les spectres d'absorption des cristaux des terres rares et leurs modifications dans un champ magnétique aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène. — P. 625.

1° La largeur des bandes, qui jusque — 190° variait proportionnellement à la racine carrée de la température absolue, ne suit plus une loi aussi simple jusqu'à 259°. Les bandes se rétrécissent de moins en moins et peuvent passer par un minimum. De même, il existe une température pour laquelle l'absorption passe par un maximum.

2° Pour les cristaux uniaxes, d'axe optique parallèle au champ magnétique et au faisceau lumineux, l'écart des bandes d'absorption des vibrations droites et gauches, dans un même champ, reste invariable jusqu'à — 259° ;

3° Pour presque toutes les bandes du xénotime et de l'apatite, on observe aux très basses températures une dissymétrie d'intensité entre les composantes correspondant aux deux vibrations circulaires ;

4° Dans certains cristaux biaxes (sulfates de néodyme et de praséodyme), on rencontre des bandes qui vers — 253° se résolvent en groupes de raies extrêmement fixes.

Ces résultats conduisent les auteurs à diverses considérations théoriques sur la nature et la masse des électrons.

F. BORDAS. — Recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux. — P. 628 et 896.

Le corps a étudier est placé dans un tube de quartz qui peut être mis en communication avec l'appareil à faire le vide à l'aide de l'air

liquide [1], auquel on a ajouté un tube de Plücker et un tube à charbon. Les gaz qui se dégagent du corps chauffé tels que O, Az, H, ne sont pas absorbés avec la même rapidité ; l'hélium demeure le dernier dans le tube de Plücker et peut se caractériser ainsi en quantité infinitésimale (par exemple, dans divers zircons et dans la naégéite du Japon).

MARAGE. — Photographie des vibrations de la voix. — P. 630.

L'appareil permet de photographier, développer et fixer immédiatement les vibrations qu'une membrane mince en caoutchouc transmet à un petit miroir plan qui suit ses mouvements. Il se rapproche du système employé dans la télégraphie ultra-rapide [2], système Pollak et Virag.

BOUQUET DE LA GRYE. — Détermination de l'heure, sur terre et sur mer, à l'aide de la télégraphie sans fil. — P. 671.

Examen du lieu d'où on pourrait envoyer un signal hertzien à minuit, temps moyen du lieu, et vœu dans ce sens.

G. BIGOURDAN. — Le tremblement de terre du 26 mars 1908 (Chilapa, Mexique) enregistré à Paris. — P. 673.

Résultats de l'enregistrement par le sismographe Milne de l'Observatoire.

J. BOSLER. — Sur le nombre des corpuscules dans l'atome. — P. 686.

J.-J. Thomson [3] a été conduit à admettre que le nombre des corpuscules intérieurs à l'atome est très faible et de l'ordre de grandeur des poids atomiques. Partant de l'énergie totale d'un gramme de radium ($3 . 10^{16}$ ergs environ) de l'énergie potentielle contenue dans 1 gramme d'hydrogène, du volume de l'atome de radium comparé à celui de l'hydrogène, M. Bosler trouve que le nombre des corpuscules dans l'atome d'hydrogène est de l'ordre des unités.

(1) D'ARSONVAL et BORDAS, *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 343.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 298 ; 1907.
(3) *Philos. Magazine*, 1907.

DOUMER. — Détermination du facteur d'ionisation de l'eau dans les dissolutions d'acide chlorhydrique. — P. 687.

Le facteur d'ionisation de l'eau dans les dissolutions d'acide chlorhydrique est une constante indépendante de l'intensité du courant, du titre de la dissolution et peut être aussi de la nature de l'anode. Ce facteur est égal à 0,662, c'est-à-dire que 0,662 de l'hydrogène recueilli proviennent de l'électrolyse de l'eau ; l'autre tiers (0,338) provient seul de l'électrolyse de l'acide chlorhydrique.

BOIZARD.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. V ; 1907.

KONOVALOFF. — Sur l'action mutuelle des corps en dissolution d'après les données de leur tension de vapeur. — P. 1, 237.

Les dissolutions sont considérées comme des systèmes soumis à l'action des mêmes forces que celles qui déterminent la formation des combinaisons chimiques ; on a alors cherché à exprimer les tensions partielles en fonction de la tension normale et du produit des masses chimiques, par une formule de la forme :

$$p = Px + KP(1 - x)^m x^n,$$

p étant la pression partielle du dissolvant, quand il y a x molécules de ce dissolvant pour un nombre total de molécules égal à 1 ; P, la tension du dissolvant pur, et K une constante. La valeur des exposants m et n peut être connue directement par l'équation chimique, si elle est simple, ou par la considération du maximum de $p - Px$, qui a lieu pour :

$$\frac{m}{n} = \frac{1 - x}{x}.$$

Les liquides étudiés ont donné le plus souvent $m = 2$, $n = 1$, et on peut écrire et vérifier la formule sous la forme :

$$p = Px \pm K'Px(1 - x)^2.$$

Dans ce cas, la tension au point critique peut se calculer par la formule :

$$p_{cr} = \frac{2x_{cr}^2}{3x_{cr} - 1} \text{ P.}$$

Pour les liquides anormaux, la valeur de K″ doit elle-même être remplacée par une fonction de x.

Des considérations de même ordre permettent d'étudier les solutions où il y a association et pour lesquelles les méthodes physico-chimiques donnent des poids moléculaires anormaux et de reconnaître les cas où il y a formation de composés définis (acide trichloracétique et éther). On a pu étudier aussi le pouvoir ionisant des combinaisons oxygénées et expliquer la symétrie des isothermes des tensions partielles pour des compositions en proportions inverses.

J. DUCLAUX. — Recherches sur les substances colloïdales. — P. 29.

La composition d'un colloïde est complexe et en relation continue avec celle du liquide intermicellaire. Tout précipité colloïdal (c'est-à-dire capable de donner une solution colloïdale dans l'eau pure), produit par le mélange de deux sels cristalloïdes, contient, en proportions variables d'une façon continue les quatre radicaux des deux sels. On doit les considérer comme combinés, car ils ne réagissent plus, soit entre eux, soit avec l'extérieur d'après leurs propriétés ordinaires.

Le composé qui peut s'enlever par purification joue le rôle de stabilisateur, et la quantité des autres solutions nécessaires pour la précipitation du colloïde varie avec la proportion de cette « partie active ». (Fe^2Cl^6 dans le cas de l'hydrate ferrique, $FeCy^6K^4$ dans le cas du ferrocyanure de cuivre, H^2S dans le sulfure d'arsenic.)

La pression osmotique mesurable par rapport au liquide intermicellaire, en employant des membranes de collodion, peut être caractérisée par une pression limite pour laquelle il y a solidification du colloïde. Cette pression limite dépend de la proportion de partie active et diminue avec elle.

La charge électrique d'un granule est due à l'ion qui est seul de son signe dans la composition du colloïde ; $FeCy^6$ dans le ferrocyanure de cuivre, Fe dans l'hydrate ferrique, et cette charge est neutralisée dans les couches extérieures du système complexe ou micelle

par les ions de signe opposé (K ou Cl). Les actions des sels surajoutés ou des variations dans le liquide intermicellaire se font sur les ions extérieurs et suffisent à expliquer les propriétés coagulantes diverses. Dans la coagulation par un sel, il peut y avoir deux effets : diminution de la stabilité (par neutralisation de la partie active) et effet direct par neutralisation des charges dues aux ions de plus en plus nombreux qui prennent place dans le liquide intermicellaire.

V. BRONIEWSKI. — Résistance électrique et dilatation des métaux. — P. 57 et 608.

Les formules établies dans un mémoire précédent [1] ne sont valables que pour les métaux monoatomiques.

Le fer et le nickel se comportent comme des corps monoatomiques seulement au-dessus de leur température de transformation (890° pour le fer, 378° pour le nickel). Les autres métaux monoatomiques aux températures ordinaires pourraient-ils devenir polyatomiques ?

La discussion des résultats, encore peu nombreux, se rapportant à la résistance, à la dilatation, au pouvoir thermoélectrique et à la chaleur spécifique conduit aux conclusions suivantes : quelques métaux restent probablement polyatomiques jusqu'à leur température de fusion et même au-dessus (Bi, Sb, In, Tl); d'autres Fe, Ni et probablement Co ne se dissocient qu'à haute température; mais la plupart des métaux subissent leur transformation complète ou presque complète déjà entre — 100 et — 190°.

La bibliographie très complète, qui accompagne le mémoire, permet de reconnaître trois étapes dans les idées sur la variation de résistance électrique avec la température :

I. De Lenz (1835) à Benoît (1873), on étudie la variation de résistance aux températures ordinaires ;

II. De Benoît (1873) à Callendar (1887), la limite des températures étudiées s'étend de 1 000 à — 200°;

III. Enfin, depuis Callendar, l'application à la thermométrie a suscité un grand nombre de travaux sur ce sujet.

En étudiant de plus près les métaux polyatomiques, on peut les classer en deux catégories : ceux pour lesquels l'espace entre les atomes est constant et ceux pour lesquels cet espace est variable.

L'étude des métaux présentant des impuretés permet de se servir

(1) Voir ce volume, p. 227.

de la loi de Matthiesen pour établir les limites vers lesquelles tendent les résistances des métaux purs.

Th. RENARD et Ph.-A. GUYE. — Mesures de tensions superficielles à l'air libre. — P. 81.

La méthode de Ramsay et Shields pour la détermination de la constante capillaire des liquides est peu employée, par suite de la complication due à l'emploi du vide. Quelques auteurs avaient déjà indiqué que cette complication pouvait être évitée.

La réalisation d'un appareil de détermination à l'air libre est beaucoup plus simple ; les auteurs ont employé des éprouvettes de 2 centimètres de diamètre fermées en haut par un bouchon qui laisse passer un thermomètre, un tube coudé permettant à la pression atmosphérique de s'exercer et une tige de verre à laquelle est soudé le tube capillaire ou qui soutient ce tube, qui est alors maintenu à sa base par un bouchon plongé dans le liquide. Ce système est alors installé facilement dans une étuve à température réglable.

La comparaison des résultats obtenus sur 30 échantillons par les deux méthodes permet d'assurer que, dans la plupart des cas, on peut éviter la complication de l'emploi du vide et que les résultats concordent à $\frac{1}{200}$ près, sauf pour les liquides altérables à l'air (hygroscopiques ou oxydables).

P. DUTOIT. — Revue de la Chimie Physique en 1906. — P. 113.

Hérald LUNDEN. — Sur la relation entre les coefficients d'affinité et l'hydrolyse des sels de cétones isonitrosées. — P. 145.

On a précisé la définition des pseudo-acides donnée par Hantzsch et caractérisé les cas où il y a hydrolyse vraie ou changement de constitution des molécules chimiques dans la solution.

La mesure des coefficients d'affinité des cétones a nécessité l'emploi des sels d'ammonium ou d'aniline et il a fallu déterminer les constantes se rapportant à ces composés et établir une table des conductibilités limites des acides à plus de 12 atomes de 0° à 50°.

W. LOUGUININE et J. KABLUKOFF. — Étude des effets thermiques produits lors de dissolutions dans le tétrachlorure de carbone. — P. 186.

Détermination des termes correctifs à apporter aux chaleurs dégagées par l'addition du brome aux substances non saturées étudiées dans les mémoires précédents [1].

Il a fallu ainsi déterminer les chaleurs de dissolution et les chaleurs spécifiques des solutions de ces substances dans le CCl^4 et aussi la chaleur spécifique du tétrachlorure de carbone pur employé comme liquide calorimétrique. Cette dernière donnée a été trouvée égale à 2,049.

PH.-A. GUYE. — Revue des recherches modernes sur la densité des gaz. — P. 202.

PH.-A. GUYE. — Humphry Davy. — P. 203.

O. MANVILLE. — Variations de la température de combinaison de l'oxygène et du carbone amorphe, lorsqu'on soumet ce dernier à l'influence de la température et à l'action d'oscillations de température. — P. 297.

La variation des propriétés du carbone amorphe avec l'origine, la température de fabrication, la pureté, etc., avait déjà été signalée. Moissan en particulier a déjà précisé un certain nombre de particularités du carbone amorphe et défini la température de combustion lente et la température d'inflammation.

Les charbons du type fusain sont avantageux pour cette étude, parce qu'ils sont plus purs que le noir de fumée et surtout parce qu'ils sont fabriqués à des températures basses (250° au lieu de 800°) et que l'effet dû aux variations de température peut être étudié à des températures plus basses et plus facilement réalisables.

Le charbon de fusain concassé était toujours purifié par échauffement dans le vide; il dégage des gaz de 165 à 250°, et ne donne plus lieu à aucun dégagement de gaz jusqu'à 400°.

L'étude de la combustion lente fut faite en soumettant le charbon à un courant lent d'oxygène sec dans un tube chauffé par un bain

(1) Voir ce volume, p. 224.

d'huile. On recueillait par les réactifs appropriés l'acide carbonique et l'oxyde de carbone formés.

La température de formation de l'acide carbonique est liée à la température déjà subie, et la définition de cette température comporte une série de déterminations expérimentales. Si, en effet, on chauffe un certain échantillon de charbon dans le courant d'oxygène, on constate la formation de CO^2, à une température T ; en laissant refroidir l'appareil, on trouve que le dégagement de CO^2 cesse à une température T′, mais si on chauffe de nouveau l'acide carbonique apparaît à une température $T_1 < T$; en laissant refroidir et continuant la série des variations de température, on trouve toujours une température τ qui est la même, quel que soit le sens de la variation. C'est cette température τ qui est considérée comme celle de formation de l'acide carbonique pour l'échantillon considéré, dans l'état où il a été pris. Le même phénomène se présente pour la formation de l'oxyde de carbone.

Du fusain concassé en grains de 1 millimètre de diamètre et privé des gaz occlus commence à donner de l'acide carbonique à 145°, de l'oxyde de carbone à 200° ; concassés en grains de $0^{mm},5$, il donne du CO^2 à 120° et CO à 190° ; en poudre fine, de l'acide carbonique à 65° et CO à 140°.

Mais il y a plus : ces températures se modifient si on fait subir au charbon des oscillations étendues; le dernier échantillon cité, après 11 oscillations entre 20 et 360°, ne donne plus l'acide carbonique que à 240° et l'oxyde de carbone à 300°, une série de nouvelles oscillations du même charbon allant jusqu'à 450° le conduit à un état où la formation de CO^2 a lieu à 243° et de CO à 310°.

L'étude de ces variations a été poursuivie très loin en modifiant les conditions expérimentales : exposition dans le vide à des températures variables, échauffement ou refroidissement brusques, déterminations des proportions de CO^2 et de CO formés.

H. DEMIERRE et A. DUBOUX. — Étude de la réaction entre le sulfocyanure de baryum et l'acide bromacétique en milieu acétonique. — P. 340.

Cette réaction, qui n'a pu être suivie par l'étude des conductibilités, semble, d'après des déterminations purement chimiques, être une réaction du 2e ordre et se faire avec l'allure des réactions ioniques.

F.-H. GETMANN. — Sur la viscosité de quelques solutions salines. — P. 344.

Étude comparative de l'action sur la viscosité de l'eau des sels de potassium et de sodium.

La viscosité des solutions de certains sels de potassium commence par décroître avec la concentration croissante, elle présente un minimum pour une concentration d'autant plus faible que la température est plus élevée. L'iodure de potassium produit ce phénomène au plus haut degré, le bromure de potassium le montre aussi ; d'autres sels de potassium augmentent toujours la viscosité de l'eau dans laquelle ils sont dissous. Les sels de sodium produisent toujours une augmentation de la viscosité, et le mélange des sels de potassium à ceux de sodium modifie l'allure des courbes en indiquant toujours une diminution de la viscosité par suite de la présence de l'ion *k*.

La formation d'hydrates ne suffit pas à expliquer l'allure des courbes, et on ne trouve d'explication correcte qu'en admettant pour l'ion *k* une action spécifique diminuant la viscosité de l'eau. L'action des sels de potassium sur la viscosité de l'eau serait alors le résultat de l'action complexe des anions et des molécules non dissociés qui augmentent la viscosité et de celle des cathions qui la diminuent, et devient prédominante dans certains cas. Cela expliquerait aussi pourquoi, même quand la viscosité n'est pas abaissée, la formule d'Arrhenius ne s'applique pas aux sels de potassium.

G.-N. ANTONOW. — Sur la tension superficielle des solutions dans la zone critique. — P. 364.

On a étudié par la méthode des ascensions capillaires à l'air libre la tension superficielle de solutions de concentrations variables (acide butyrique et eau, aniline et amylène), à des températures voisines de la température critique. A une même température, la variation de la tension superficielle est nulle pour des concentrations très différentes. Pour les températures inférieures à la température critique, la courbe des tensions superficielles en fonction des concentrations présente une interruption correspondant à la formation de deux couches, mais elle reste la même avant et après cette interruption.

Les ascensions capillaires sont, dans la zone critique, inversemens proportionnelles à la densité; les tensions superficielles sont par suite indépendantes des concentrations et égales pour les deux couchet dans la zone critique.

G.-N. ANTONOW. — Sur la tension superficielle à la limite de deux couches. — P. 372.

La tension superficielle à la limite de deux couches a été déterminée par la méthode des gouttes, en étudiant pour un même volume le nombre de gouttes du liquide inférieur coulant dans le liquide supérieur et réciproquement.

On a tenu compte des observations de MM. Leduc et Sacerdote sur les écarts à la loi de Tate et pris les précautions qui en résultent pour le choix du diamètre des tubes à employer.

La tension superficielle de contact est à peu près égale à la différence des tensions superficielles des deux phases; or, comme au point critique cette différence est nulle, le nombre des gouttes de l'une des phases dans l'autre devient indéterminé, et, pour faire les mesures au voisinage de cette température, on est conduit à employer un tube très fin, puis toute détermination devient impossible.

MAURICE PRUD'HOMME. — Relations entre la conductibilité moléculaire des électrolytes et la dilution. — P. 386.

ID. — Sur les demi-électrolytes. — P. 497.

La formule

$$\log\left(\frac{1}{1-\lambda}\right) = av^{\frac{1}{n}}$$

obtenue par analogie avec celle qui représente, en fonction du temps, l'action d'une faible quantité d'acide sur l'inversion du sucre de canne, se vérifie en l'appliquant à l'ionisation des électrolytes, où λ est la proportion d'électrolyte ionisé, v le volume moléculaire, a et n des constantes. Les valeurs de a caractérisent les sels en particulier, celles de n restant les mêmes pour les groupes entiers de sels de même composition.

L'emploi de cette formule permet, dans un certain nombre de cas,

de calculer la dilution correspondant à la conductibilité moléculaire limite.

La conductibilité moléculaire limite peut être calculée dans le cas des demi-électrolytes en partant des valeurs obtenues pour l'ammoniaque et l'acide acétique.

BRINER. — Recherches sur l'électrolyse du chlorure de sodium dans un appareil à diaphragme. — P. 398.

L'étude expérimentale de l'électrolyse du chlorure de sodium a été suivie en fonction du temps et par conséquent du nombre de coulombs déjà employés, en dosant tous les produits susceptibles de prendre naissance ; cela dans quatre expériences, aussi identiques que possible, mais ayant duré de plus en plus longtemps.

Les résultats précisent et confirment ceux de MM. Forster et Jorre. Le rendement en chlore s'éloigne au début de celui en soude, à cause de la formation d'acide hypochloreux et d'hypochlorites qui donnent, même pour certaines concentrations des chlorates, puis les deux courbes de rendement se rapprochent. Le rendement en oxygène augmente constamment; il dépend de la concentration en soude, qui prend de plus en plus part à l'électrolyse.

L'application des formules de Guye [1], pour la marche par cuvée telle qu'elle a été pratiquée conduit à la formule :

$$p = 40V\left(\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{2F}{V}} - \frac{1}{a}\right)$$

où $F = \frac{\text{nombre de coulombs employés}}{96\,540}$, V est le volume du liquide cathodique, a une constante égale ici à 0,66. L'accord entre les P (poids de soude) calculés et les résultats de l'expérience est tout à fait satisfaisant.

W. SPRING. — Sur la densité et l'état allotropique de certaines variétés de soufre. — Remarque sur la détermination de la densité des corps en poudre fine. — P. 410.

Étude destinée à fixer l'état physique de soufre obtenu par précipitation à l'état de lait de soufre. Le précipité était lavé, soumis à la

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 406, 1904.

dialyse et desséché dans le vide, et formait une poudre très fine, ne retenant pas d'eau. Afin d'éviter la perte de quelques parcelles de poudre en l'introduisant dans l'eau après pesée, Spring se proposa de ne déterminer le poids de matière sur lequel il a opéré qu'après la pesée dans l'eau. Ayant mis une certaine quantité de poudre dans une corbeille de platine pleine d'eau, en chassant les bulles d'air par le vide, la poudre s'était trouvée en suspension dans l'eau; il put s'en échapper même un peu, quand la corbeille de platine accrochée au plateau d'une balance fut plongée dans un vase plein d'eau; il effectua alors une première pesée ; mais il s'aperçut que l'équilibre n'existait plus le lendemain et le poids de la corbeille augmenta pendant onze jours. Le résultat des pesées faites jour par jour permet une étude de la vitesse de sédimentation, qui peut être représentée par une expression identique à celle qui traduit la vitesse de transformation chimique dans le cas où une seule substance entre en activité.

$$\frac{dx}{dt} = v = K(A - x),$$

A étant le poids total de la substance ; x, le poids déjà déposé.

Le soufre obtenu en précipitant le polysulfure de potassium par HCl, est totalement soluble dans le sulfure de carbone, presque blanc, de densité 2,0511 à 10°. Celui qui provient de l'action de H^2S sur le chlorure ferrique contient 3,20 0/0 de soufre insoluble dans le CS^2 et de densité 1,5852 à 18° ; la partie soluble a une densité égale à 2,0555 à 10°.

Les deux variétés solubles sont donc identiques et se rapprochent du soufre rhombique: cependant leur capacité calorifique est plus faible ; mais, même à froid, ils se transforment pour s'en rapprocher, et la transformation a lieu rapidement à chaud. Le soufre insoluble se transforme aussi, mais se rapproche du soufre prismatique.

PH.-A. GUYE. — A propos de l'unité de tension superficielle. — P. 427.

D. KONOVALOFF. — Sur l'action catalytique des acides. — P. 445.

Étude de la catalyse apparente dans les dissolvants autres que l'eau et recherche des composés intermédiaires permettant l'explication de ces réactions.

M. DUBROCA. — Sur la solubilité réciproque de l'essence de térébenthine et du sulfate neutre de méthyle. — P. 463.

Le sulfate de méthyle du commerce ne convient pas pour ces essais, il a dû être purifié par plusieurs distillations fractionnées dont la 4e laisse encore des traces d'acide sulfurique libre ; cependant il ne donne plus de coloration avec l'essence de térébenthine aux concentrations moyennes, et on peut alors déterminer les températures d'apparition et de disparition du trouble. La courbe de séparation présente l'allure ordinaire des mélanges doubles où le liquide est homogène aux température supérieures à la température critique. La loi des diamètres rectilignes se vérifie, et on a trouvé pour la température et la concentration critique en essence de térébenthine :

$$\Theta = 108^{\circ},2 ; \qquad c = 0,5050.$$

L'âge des produits, la durée de séjour du mélange dans les tubes scellés altère la courbe d'une façon caractéristique, dans le même sens que la présence d'une petite quantité d'essence de pétrole.

B. SZILARD. — Sur les hydrates colloïdaux de thorium, de zirconium et d'uranyle. — P. 488.

Id. — Action de l'azotate de thorium et de l'azotate d'uranyle sur les albumines. P. 495.

Id. — Sur les hydrates colloïdaux hétérogènes d'uranyle, de thorium, de zirconium, de plomb, d'yttrium, de fer et de cuivre. — P. 636.

Les terres rares donnent facilement des sels colloïdaux. Il semble que la présence d'une petite quantité d'électrolyte ne soit pas nécessaire pour la formation d'un colloïde. La préparation d'un certain nombre de colloïdes de terres rares avec ou sans électrolyte est indiquée en détail.

L'albumine à l'état coagulé se dissout au chaud, en grande proportion dans les solutions d'azote de thorium; moins bien dans dans celle d'azote d'uranyle, dans les deux cas il reste un résidu insoluble.

Dans la plupart des colloïdes préparés jusqu'ici, le radical métallique était le même dans la partie soluble que dans la partie insoluble

du colloïde ; cette condition n'est pas nécessaire, et le nombre des combinaisons possibles est d'autant plus grand que l'on considère un plus grand nombre de corps. Avec deux corps insolubles et les électrolytes correspondants, on peut composer quatre colloïdes. Avec trois corps et trois électrolytes correspondants, on peut faire neuf colloïdes.

L'auteur indique la préparation de huit des colloïdes possibles en combinant deux à deux les hydrates de thorium, d'uranyle et de zirconium avec les azotates correspondants. Il a étudié plus particulièrement les caractères des colloïdes hétérogènes, c'est-à-dire ceux où le radical n'est pas le même dans les deux parties constituant le colloïde.

P.-Th. MULLER et H. ALLEMANDET. — Sur une électrode à alcali. — P. 533.

Étude détaillée de la force électromotrice d'une pile dont le dépolarisant est formé d'oxyde jaune de mercure HgO, en solution alcaline étendue et de la forme

$$Hg \mid HgCl + KCl \mid KNO^3 + KOH + HgO \mid Hg,$$

en faisant varier la nature de l'alcali en contact avec l'oxyde de mercure.

A. PIUTTI et G. MAGLI. — Sur l'influence de la température et de la concentration sur le pouvoir rotatoire des solutions aqueuses de quelques aspartates mono-alcooliques. — P. 557.

La variation du pouvoir rotatoire, avec l'élévation de la température pouvant aller même jusqu'à un changement de signe a été constatée pour un grand nombre d'éthers aspartiques. Tous les aspartates monoalcooliqués étudiés ont présenté un changement de signe du pouvoir rotatoire entre 10 et 90°.

Cependant l'étude des changements du pouvoir rotatoire avec la concentration montre que celui-ci est directement proportionnel au poids moléculaire et à la concentration de leurs solutions.

Rejetant les explications données dans de pareils cas (changement de nature chimique, ou de l'attraction moléculaire) ; les auteurs pensent trouver cette explication dans la variation de l'ionisation

avec la température et la mise en liberté d'anions agissant en sens inverse de la substance elle-même.

Les aspartates mono-alcooliques sodiques ne présentent pas de changement de signe dans la valeur du pouvoir rotatoire, sauf pour un seul; mais, d'après les courbes, ce changement se présenterait au-dessous de 0° et n'est pas mesurable pratiquement.

L'étude de la dissociation avec la température pourra seule dire si cette explication est exacte.

HÉRALD LUNDÉN. — Hydrolyse des sels des acides faibles et des bases faibles et sa variation avec la température. — P. 574.

Les constantes de dissociation d'un grand nombre d'acides faibles ont été déterminées par comparaison avec l'hydrolyse d'un autre électrolyte connu.

On a calculé à partir des constantes de dissociation et d'hydrolyse les chaleurs de dissociation et de neutralisation de ces électrolytes. Les chaleurs de dissociation augmentent avec la température, ce qui conduit à admettre que la chaleur spécifique des molécules dissoutes est plus grande que la chaleur spécifique des ions, ou que la pression interne d'une solution de molécules non dissociées est plus petite que celle d'une solution d'ions. On a pu de même calculer la chaleur de dissociation de l'eau en tenant compte du produit des concentrations des ions dans l'eau.

W. RAMSAY. — Sur la dégradation des éléments. — P. 647.

Résumé par l'auteur de ses recherches sur la transformation des éléments.

G. Roy.

J. von ZAWIDZKI et M. CENTNERSZWER. — Ueber retrograde Mischung und Entmischung (Sur le mélange et la séparation rétrogrades). — *Annalen der Physik*, t. XIX, p. 426-431.

Si on construit la courbe de saturation de deux liquides mélangés et renfermant une troisième substance dont la concentration moyenne

est maintenue constante, le point critique du mélange n'est plus le sommet de la courbe. Il en résulte qu'il doit se produire des phénomènes de mélange et de séparation rétrogrades analogues aux phénomènes de vaporisation et de condensation rétrogrades.

C. FORCH. — Das Molekularvolumen des gelösten Naphtalins (Volume moléculaire de la naphtaline dissoute). — *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 1015-1018.

La naphtaline dissoute dans le chloroforme, le toluène, le sulfure de carbone a le même volume moléculaire que si elle était fondue à basse température ; ce volume est indépendant de la concentration.

La chaleur de dissolution est à peu près égale à la chaleur de fusion et est indépendante de la concentration. La chaleur spécifique des dissolutions est égale à celle qui résulterait du mélange.

La chaleur de dissolution dans l'éther varie avec la concentration, et la chaleur spécifique est plus grande que celle d'un mélange.

A. WINKELMANN. — Ueber die Diffusion naszierendes Wasserstoffs durch Eisen (Diffusion de l'hydrogène naissant à travers le fer). — T. XVII, p. 589-626.

Un tube de fer fermé par le bas plonge dans de l'eau acidulée et sert de cathode. Par le haut, il communique avec un tube de verre recourbé formant manomètre à mercure. On fait le vide à l'intérieur de l'appareil et on fait passer le courant dans l'eau acidulée. L'hydrogène mis en liberté se diffuse peu à peu à travers le fer.

La vitesse de diffusion est indépendante de la pression de l'hydrogène qui se trouve déjà à l'intérieur du tube ; elle ne varie pas non plus quand on réduit la pression extérieure d'une atmosphère à une demi-atmosphère. Elle croît rapidement quand la température s'élève et à température constante, quand on augmente l'intensité du courant, mais moins vite que cette dernière.

M. Lamotte.

RECHERCHES MAGNÉTO-CHIMIQUES;

Par M. P. PASCAL.

La mesure de la susceptibilité magnétique des sels a été faite depuis longtemps par Wiedemann (1).

Il a étudié principalement les dérivés du fer et des métaux ferromagnétiques, et montré que les propriétés magnétiques d'un métal, déjà atténuées dans les sels normaux, pouvaient disparaître complètement dans un cyanure complexe. Plus tard on constata que lorsque l'un de ces métaux entrait dans l'anion d'un sel, comme par exemple dans les ferrates, vanadates, etc., les propriétés qu'il possédait dans le cation d'un de ses sels étaient absolument changées, jusqu'au diamagnétisme du composé.

Wiedemann laisse même entendre (2) que les propriétés magnétiques tiennent au mode de groupement des atomes et qu'on pourrait, de la variation des propriétés magnétiques, conclure à la variation de la constitution chimique.

Parti de l'idée préconçue que certaines propriétés physiques des métaux devaient, dans leurs composés complexes, être masquées au même titre que leurs propriétés chimiques, j'ai repris, en les étendant, les recherches de Wiedemann, et cherché à réaliser une technique simple, capable de rendre des services dans un laboratoire de chimie pour l'étude des solutions salines.

Je me suis arrêté dans ce but à la méthode dite du tube en U, due à Quincke.

La solution à étudier est placée dans un tube en U dont les deux branches verticales ont des sections très différentes, s et S; la branche étroite est placée dans l'entrefer d'un électro-aimant.

Quand le courant passe, on constate une dénivellation h entre les deux surfaces libres du liquide, qui se traduit par un déplacement

$$\delta = \frac{S}{S+s}h$$

du ménisque placé dans l'entrefer.

Si H est le champ à la surface de ce ménisque, H′ le champ à

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXXVI et CXXXV; *Wied. Ann.*, t. V.
(2) *Galvanisimus*, 2e partie, II, p. 595-697.

l'autre surface libre du liquide; μ, μ', μ_0, μ'_0, les perméabilités correspondantes du liquide et du gaz qui le baigne ; ρ, ρ_0, les masses spécifiques de ces deux corps, on a :

$$(\mu - \mu_0) H^2 - (\mu' - \mu'_0) H'^2 = \pm 8\pi h (\rho - \rho_0) g \text{ (}^1\text{)}.$$

Quand $\frac{H'}{H}$ et $\frac{\rho_0}{\rho}$ sont négligeables, au degré de précision des mesures, l'équation se réduit, au signe près, à :

$$(\mu - \mu_0) H^2 = 8\pi h \rho g,$$

ou en introduisant les susceptibilités χ, χ_0 :

(1) $$(\chi - \chi_0) H^2 = 2h\rho g = 2 \frac{S + s}{S} \delta \rho g.$$

La mesure directe de H est pénible, il vaut mieux la remplacer par un étalonnage préalable de l'appareil à l'aide de l'eau distillée.

Pour une même valeur du champ, c'est-à-dire du courant qui passe dans l'électro, on constate alors une dénivellation δ_1 de l'eau, satisfaisant à l'égalité :

(2) $$(\chi_1 - \chi_0) H^2 - 2 \frac{S + s}{S} \delta_1 \rho_1 g,$$

les lettres d'indice s étant relatives à l'eau.

D'où, en éliminant H_2 et posant $\lambda = \frac{\delta \rho}{\delta_1 \rho_1}$, on tire :

$$\chi = \chi_0 + \lambda (\chi_1 - \chi_0),$$

relation vraie en grandeur et en signe, si on compte les déplacements δ positivement dans un sens et négativement dans l'autre.

J'ai pris :

$$\chi_1 = - 7,5 \cdot 10^{-7}.$$

$\chi_0 = + 0,25 \cdot 10^{-7}$ dans le cas de l'air, $\chi_0 = 0$ dans le cas du gaz d'éclairage.

L'appareil étant dès lors étalonné dans l'air, on a, pour une solution étudiée dans l'air :

(I) $$\chi = (0,25 - 7,75\lambda) 10^{-7}$$

---

(1) On obtient cette relation en exprimant que, dans une déformation virtuelle, la somme des travaux des forces magnétiques et gravifiques est nulle.

et pour une solution étudiée dans le gaz :

$$\text{(II)} \qquad \chi = - 7{,}75\lambda \,.\, 10^{-7}.$$

En supposant l'additivité des propriétés magnétiques du sel et du solvant, on passe facilement au calcul de la susceptibilité χ' du sel ou mieux de sa susceptibilité moléculaire χ_m, qui mesure sensiblement le rôle magnétique d'un poids donné du métal dans la solution.

TECHNIQUE.

Pour que cette méthode donne des résultats exacts, il est nécessaire que la valeur H qui figure dans les équations (1) et (2) soit la même dans les deux cas. Il est facile de réaliser cette condition.

Devant l'entrefer d'un électro-aimant de Ruhmkorff, dont les deux pièces polaires sont maintenues à distance fixe par de fortes cales de bois dur, on place à poste fixe un microscope horizontal M, muni d'un oculaire micrométrique permettant d'apprécier un déplacement de 5 μ.

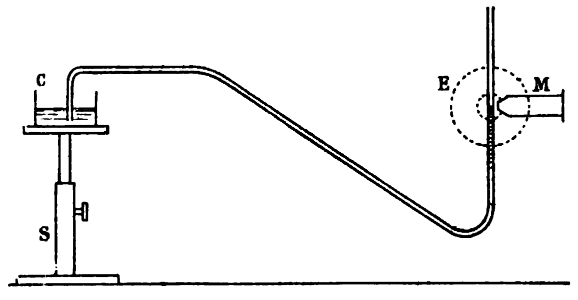


Fig. 1.

Le tube en U (*fig.* 1), d'un diamètre de 6 millimètres, est placé dans l'entrefer E ; il est relié par un siphon à un cristallisoir cylindrique G d'environ 6 centimètres de diamètre, et porté par un support S à crémaillère, distant d'environ 30 centimètres du centre de l'entrefer. Enfin une lampe à incandescence, grâce à une lentille, éclaire le ménisque, et facilite les lectures, surtout dans le cas de liquides fortement colorés.

Pour faire une mesure, on établit dans l'électro un courant d'intensité I, on agit sur le support à crémaillère de façon à projeter

le ménisque sur une division du micromètre, toujours la même. Puis on coupe le courant, et on détermine la dénivellation δ qu'il produisait.

Dans ces conditions, le ménisque se formant toujours au même endroit du champ, H ne dépend plus que du courant I.

En faisant varier I, on détermine alors la courbe :

$$(1)' \qquad \rho\delta = (\mu - \mu_0)\, f(I),$$

I étant l'abscisse, $\rho\delta$ l'ordonnée.

On remplace le liquide par l'eau, qui donne la courbe analogue.

$$(2)' \qquad \rho_1\delta_1 = (\mu_1 - \mu_0)\, f(I).$$

Ces deux tracés permettent de calculer $\lambda = \frac{\rho\delta}{\rho_1\delta_1}$ et par suite χ pour chaque valeur du champ.

χ varie très peu quand on passe de 4.000 à 25.000 gauss, valeurs extrêmes des champs employés; de sorte qu'on peut exprimer les résultats par la valeur moyenne de χ, obtenue par la moyenne de plusieurs déterminations de λ, ou encore par pesée des aires comprises entre l'axe des abscisses, les deux courbes, et deux mêmes perpendiculaires à l'axe des abscisses.

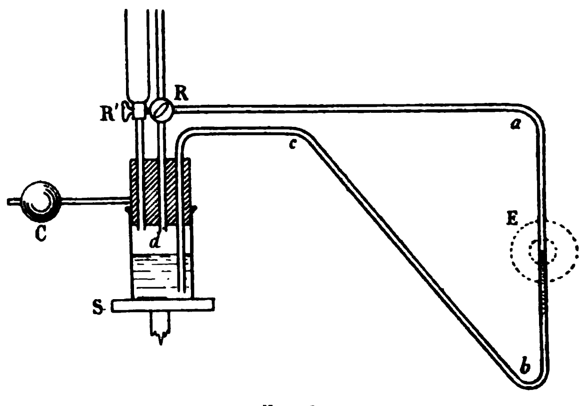


Fig. 2.

Dans ces conditions, les mesures sont faites au $\frac{1}{100}$.

Quand on a affaire à des solutions oxydables à l'air, on doit modifier légèrement le dispositif.

La solution est contenue dans un cristallisoir profond fermé par un bouchon paraffiné (*fig.* 2). Ce bouchon porte un entonnoir à robinet R′ servant à l'introduction des liquides ; il porte aussi le tube en V à siphon *abc* qui, grâce au robinet à trois voies R, peut être mis en communication avec l'extérieur, soit avec le cristallisoir. Un contrepoids C assure la stabilité de l'ensemble sur son support.

On commence par purger d'air l'appareil en le faisant traverser par un courant de gaz, suivant les trajets R*d*R′ et R*abc*R′. On verse le liquide à étudier en laissant R très légèrement ouvert vers l'extérieur. On établit enfin la communication suivant le trajet *d*R*abc*, et on amorce l'appareil en inclinant le tout.

RÉSULTATS.

Je résume ici environ quinze cents mesures effectuées sur une centaine de solutions. Quelques chiffres diffèrent légèrement, après corrections, de ceux que j'ai déjà publiés (1). L'ensemble des mesures vérifie bien les idées préconçues dont je parlais précédemment.

A côté de la susceptibilité χ de la solution, je fais figurer la susceptibilité χ_m du sel anhydre dissous, au moins quand le degré de concentration de la solution permet d'en avoir une valeur suffisamment exacte.

I. — *Sels ferriques* (à 27° et 2gr,85 de fer au litre).

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Nitroprussiate $Fe^2(CAz)^{10}(AzO^2)^2Na^4$	− 7,54	− 2 × 1.400
Ferricyanure $Fe^2(CAz)^{12}K^6$	− 6,51	+ 2 × 17.300
Pyrophosphate complexe $(P^2O^7)^3Fe^4,8AzH^3$.	− 3,58	+ 4 × 79.900
Citrate ferrique ammoniacal	− 2,98	+ ′ 80.400
Ferripyrophosphate $Fe^2(P^2O^7)^3Na^6$........	− 2,37	+ 2 × 96.600
Ferrimétaphosphate $Fe^2(PO^3)^{12}Na^6$........	− 0,426	+ 2 × 130.000
Chlorure Fe^2Cl^6	− 0,85	+ 2 + 131.000
Sultate $Fe^2(SO^4)^3$	+ 0,35	+ 2 × 152.000

En se reportant aux caractères analytiques de ces sels, on constate que le magnétisme d'un poids donné de fer en combinaison est d'autant plus masqué que ses propriétés chimiques sont elles-mêmes plus effacées. L'addition d'un acide minéral à l'une des solutions complexes précédentes fait apparaître peu à peu les réac-

(1) *C. R.*, t. CLXVII, nos 1 et 4.

tions ordinaires du fer. En même temps le magnétisme des sels ferriques apparaît progressivement.

II. — *Sels ferreux* (à 25°, et 2gr,01 de fer au litre).

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Ferrocyanure $Fe^2(CAz)^{12}K^8$.......	— 7,6	— 2 × 3.340
Ferrométaphosphate $Fe^2(PO^3)^{12}Na^8$.	— 3,56	+ 2 × 113.000
Ferrooxalate $Fe^2(C^2O^4)^6K^8$........	— 3,14	+ 2 × 123.000
Ferropyrophosphate $Fe^2(P^2O^7)^3Na^8$.	— 2,95	+ 2 × 130.000
Sulfate SO^4Fe....................	— 2,81	+ 129.000

Or une propriété fondamentale des sels ferreux est leur oxydabilité. Si on mesure la vitesse d'oxydation des dérivés complexes, on constate que cette vitesse décroît quand la complexité augmente, autrement dit que l'affaiblissement du caractère réducteur de ces sels accompagne la dégradation des propriétés magnétiques du fer.

III. — *Sels de cobalt* (à 23°; 5gr,9 de cobalt au litre).

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Chlorures $CoCl^2$ et $CoCl^2,6AzH^3$....	+ 3,12	+ 105.600
Solution de $P^2O^7Co^2$ dans $P^2O^7Na^4$..	+ 3,0	+ 105.900
Chlorure bleui par HCl............	+ 2,3	+ 102.600
Chlorure lutéocobaltique..........	— 7,6	< 0

Ces chiffres concordent bien avec les faits suivants :

1° La solution de pyrophosphate est fort instable ; elle précipite par la plupart des réactifs du cobalt;

2° Le chlorure, bleui par HCl, contiendrait un chlorhydrate de chlorure (Etard);

3° Au contraire du chlorure cobalteux ammoniacal, le chlorure lutéocobaltique est complexe.

IV. — *Sels de manganèse* (à 23° ; 1gr,5 de Mn au litre).

Ici l'existence d'un pyrophosphate double complexe de manganèse et sodium, plus stable que les sels correspondants de nickel et cobalt, est d'accord avec les chiffres suivants :

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Sulfate SO^4Mn..........	— 3,38	+ 150.000
Pyrophosphate double...	— 3,95	+ 133.800
Permanganate MnO^4K...	— 7,15	+ 2.550

V. — *Sels de chrome* (à 25° ; 5gr,2 de Cr au litre).

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Alun violet $(SO^4)^3Cr^2,SO^4K^2$.	— 1,10	+ 2 × 62.900
Alun vert complexe.........	— 1,24	+ 2 × 61.600
Acide chromique CrO^3......	— 7,42	— 50

VI. — *Sels de cuivre* (à 27° ; 10gr,9 de Cu au litre).

Le cuivre, diamagnétique à l'état métallique, est paramagnétique dans ses sels normaux. Cette propriété acquise s'atténue, elle aussi, au fur et à mesure que les propriétés chimiques s'effacent.

Ainsi, on trouve :

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Sulfate SO^4Cu..................	— 4,66	+ 15.700
Liqueur de Fehling (Pasteur)....	— 5,80	+ 6.200
Sulfate + 1/10 de glycérine.....	— 6,39	+ 5.040
Sulfate $SO^4Cu,4AzH^3$, complexe .	— 6,52	+ 5.040

VII. — *Sels de mercure* (à 27° ; 19gr d'Hg au litre).

Le mercure, diamagnétique, donne des sels de même caractère ; mais, en entrant dans un radical complexe, le diamagnétisme du métal non seulement s'atténue, mais encore se transforme en paramagnétisme.

Ainsi, on trouve :

	$10^7 . \chi$	$10^7 . \chi_m$
Chlorure et cyanure $HgCl^2$ et $Hg(CAz)^2$....	— 7,81	< 0
Chlorure non complexe $HgCl^2,2KCl$........	— 7,81	< 0
Iodomercurate HgI^4K^2....................	— 5,95	+ 10.840

VIII. — *Sels de magnésium.*

Il m'a paru intéressant d'étudier les dérivés organo-magnésiens dans lesquels les propriétés du magnésium sont singulièrement exaltées, et de voir s'il n'en était pas de même de ses propriété diamagnétiques.

Cette étude pénible exigeait la détermination, dans le gaz sec, de la susceptibilité d'un sel de magnésium, du dérivé organique, enfin du solvant organique qui contient celui-ci. Il a fallu aussi doser les faibles traces de fer entraînées par le dérivé organo-magnésien. J'ai trouvé :

SO^4Mg à 40 grammes de Mg au litre : $\chi = -7,85 . 10^{-7}$

Mélange à volumes égaux de C^2H^5I et $(C^2H^5)^2O$: $\chi = -6,27 . 10^{-7}$.

Ethérate d'éthyliodure : $C^2H^5MgI, 2(C^2H^5)^2O$, dissous dans le mélange précédent, à 40 grammes de Mg au litre : $\chi = -5,58 . 10^{-7}$.

Sulfate de magnésium un peu ferrugineux provenant du dérivé organo-magnésien : $\chi = -7,8 . 10^{-7}$.

On a alors tout ce qu'il faut pour calculer les susceptibilités moléculaires, en supposant en première approximation que le rôle perturbateur du fer dans la solution organo-métallique est la même que dans le sulfate impur qui en dérive. On trouve ainsi :

pour SO^4Mg : $\chi_m = -1185 . 10^{-7}$,

pour $C^2H^5MgI,2(C^2H^5)^2O$: $\chi_m = -1520 . 10^{-7}$,

chiffres d'accord avec les prévisions du début.

IX. — *Sels de vanadium* (à 22°; $10^{gr},2$ de Va au litre).

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Chlorure vanadeux VCl^2	$-4,57$	$+13.900$
Sulfate de divanadyle $(SO^4)^2(Va^2O^2)$ en solution dans SO^4H^2,Aq ($D = 1,50$, $\chi = -7,9 . 10^{-7}$)	$-6,21$	$+2 \times 11.500$
Tétrachlorure VCl^4, hydrolysé	$-6,01$	$+6.620$
Métavanadate VO^3Na	$-7,91$	-3.020

On voit donc que, lorsque le vanadium entre dans un radical oxygéné pouvant comme lui jouer le rôle de cation, son magnétisme est un peu altéré.

C'est ce qui arrive à un haut degré dans les vanadates, tout à fait différents comme constitution et propriétés.

Des résultats intéressants peuvent être obtenus par l'étude des solutions sulfuriques d'anhydride vanadique. Ces solutions, rouges quand l'acide sulfurique est concentré, tendent vers le jaune pâle au fur et à mesure qu'il est plus dilué, la teneur en vanadium restant pourtant la même. La mesure des susceptibilités donne :

	$10^7\chi$	$10^7\chi_m$
Solution de Va^2O^5 dans SO^4H^2 ($D = 1,5$)	$-8,93$	-2×8.570
— dans SO^4H^2 ($D = 1,2$)	$-8,07$	-2×3.150
Solution de vanadate VO^3Na	$-7,92$	-3.020

Il y a donc probablement, dans les solutions très acides, formation d'un ou plusieurs acides complexes sulfovanadiques, rouges, que la dilution détruit en les faisant rétrogader vers l'ion vanadique incolore.

Les composés $V^2O^5,3SO^4H^2$ (Ditte), $(SO^4)^3(VO)^2$ (Berzélius), le sel de Gerland $4SO^3,Va^2O^5,K^2O$ en dériveraient peut-être, et seraient un acide, un anhydride et un sel sulfovanadique, que j'étudie à ce point de vue.

X. — *Dérivés de l'uranium.*

L'uranium donne de même des radicaux oxygénés, en particulier l'uranyle UO^2; les propriétés de l'uranium, tant magnétiques que chimiques, y sont masquées, comme le montrent les résultats suivants portant sur une solution à 21gr,9 d'uranyle au litre, et à 17°.

	$10^7\chi$	$10^7\chi$ uranyle
Sulfate uraneux $(SO^4)^2U$, dans SO^4H^2Aq ($\chi = -7{,}58$).....	$-4{,}47$	$+32.400$
Sulfate d'uranyle SO^4UO^2 dans SO^4H^2Aq..................	$-7{,}82$	-562

Ainsi, si à une solution saturée de sulfate uraneux, presque neutre magnétiquement, on ajoute quelques gouttes d'eau oxygénée concentrée et pure, qui transforme l'ion U en ion UO^2, la solution devient plus diamagnétique que l'eau en même temps que les réactions de l'uranium disparaissent.

Les dérivés du platine, de l'or, du molybdène, etc., rentrent dans la règle générale, comme le montrent les premiers résultats que j'ai obtenus sur ce sujet; il en est de même des dérivés colloïdaux et des amalgames, sur lesquels je reviendrai plus tard.

CONCLUSION.

Je puis donc maintenant grouper les résultats précédents dans un énoncé unique, qui paraît d'une grande généralité.

Toutes les fois que l'ion-métal d'un sel passe avec sa valence dans un ion complexe ou un colloïde, le métal semble perdre une partie ou la totalité des propriétés magnétiques qu'il possédait dans le sel. Cette atténuation des propriétés peut aller même jusqu'à une inversion.

L'atténuation des propriétés magnétiques varie d'ailleurs, dans une série de sels complexes, parallèlement à la disparition des caractères analytiques du métal, de telle sorte que l'on pourrait presque donner une définition numérique de la complexité. On la mesurerait, par exemple, par la variation relative de la susceptibilité molécu-

laire à partir d'un sel normal, toutes les formules étant prises de façon à contenir le même nombre d'atomes de métal.

Dans la pratique, en employant comme je l'ai fait des solutions diluées, les réactifs déterminant la formation de sels complexes ne jouent pas de rôle perturbateur sensible. On voit facilement, par les chiffres publiés, que, dans la plupart des cas, l'atténuation des propriétés magnétiques d'un poids donné de métal est mise en évidence sans calcul, par la mesure de la susceptibilité des solutions. Cette mesure pourra donc peut-être servir à caractériser les groupements complexes, de même que la mesure d'un pouvoir rotatoire permet de trouver un carbone asymétrique.

Outre l'intérêt que ces études peuvent présenter en chimie générale, je signale leur application possible au perfectionnement de la séparation électro-magnétique des minerais. Pour le moment, elles justifient *a posteriori* le grillage préalable qui détruit les complexes naturels, en les amenant à l'état de sels oxygénés normaux ; accentuant ainsi, au profit du rendement, la différence entre les éléments paramagnétiques et diamagnétiques du minerai.

Toutes ces recherches ont été faites et sont continuées grâce à l'obligeance de M. Damien, doyen de la Faculté des Sciences de Lille, qui a bien voulu mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire, et que je tiens à remercier ici.

20 août 1908.

SOLIDIFICATION CELLULAIRE;

Par M. C. DAUZÈRE.

Dans une note précédente parue dans ce *Journal* (1), j'ai décrit les phénomènes de solidification cellulaire relatifs à la cire d'abeilles. Pour étudier ces phénomènes, j'ai fait construire un appareil dont la partie essentielle est une cuvette cylindrique en cuivre, argentée à l'intérieur, chauffée au bain-marie, et portée par trois vis calantes. Le fond plat de la cuvette étant rendu horizontal, l'épaisseur des couches liquides expérimentées est mesurée par un sphéromètre; un thermomètre plongé dans le bain indique la température.

(1) C. Dauzère, *Recherches sur la solidification* (*J: de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 592 ; 1907).

Dans cet appareil, les cellules sont très régulières, si l'épaisseur n'est pas trop grande, et l'on peut facilement mesurer leurs dimensions moyennes. Les mesures ont été faites sur plusieurs substances fondant au-dessous de 100° et sur des mélanges de ces substances. Les résultats sont très comparables quand on opère le refroidissement du liquide toujours dans les mêmes conditions, par exemple comme l'a fait M. Bénard [1], en chauffant l'appareil au voisinage de 100° et le laissant ensuite refroidir de lui-même lentement, la face supérieure de la couche liquide étant en contact libre avec l'air du laboratoire dont la température est comprise entre 15° et 20°.

Dans ces conditions, j'ai obtenu les résultats suivants, pour une paraffine dure dont le point de fusion est voisin de 70°.

Épaisseur en mm.	Distance des centres de deux cellules voisines	Rapport. $\frac{e}{\lambda}$
0,73	2,99	0,244
1,03	3,57	0,288
1,43	4,83	0,296
1,64	5,56	0,294
1,96	6,67	0,293
2,58	9,1	0,283

On voit que la proportionnalité entre les épaisseurs et les dimensions transversales des cellules découverte par M. Bénard, se vérifie d'une façon assez satisfaisante. En outre les valeurs du rapport $\frac{e}{\lambda}$ sont presque identiques à celles qu'a trouvées M. Bénard pour le spermaceti liquide à 100°. J'ai obtenu moi-même des valeurs identiques pour toutes les substances avec lesquelles j'ai pu faire des mesures. Par exemple avec la cire blanche d'abeilles :

e	λ	$\frac{e}{\lambda}$
1,14	3,7	0,308
1,42	4,65	0,305
1,95	6,55	0,297
2,32	8	0,290

La valeur du rapport ne change pas quand on mélange la cire ou la paraffine avec un corps qui en diffère complètement à tous les points de vue, comme le salol. Ainsi, avec un mélange contenant 63 0/0

(1) H. Bénard, *les Tourbillons cellulaires dans une nappe liquide* (*Revue générale des Sciences*, 1900, p. 1261 et 1309).

de salol, et 37 de paraffine, j'ai obtenu :

e	λ	$\frac{e}{\lambda}$
1,23	4,17	0,295
1,53	5,38	0,284
1,82	6,04	0,301
2,44	8,16	0,295

Il semble donc que pour toutes les substances essayées, la loi suivante se vérifie d'une manière suffisamment approchée.

Les dimensions des cellules sont indépendantes de la nature des substances ; elles dépendent uniquement de l'épaisseur de la couche et des conditions du refroidissement.

Dans ces expériences, l'aspect des cellules est aussi le même pour toutes les substances ; cet aspect est donné par la *fig.* 3 de la note publiée dans le *Journal de Physique* (1).

Si l'on change les conditions du refroidissement, les noyaux des cellules changent de forme, et le rapport $\frac{e}{\lambda}$ prend une autre valeur. Par exemple, quand on ouvre les fenêtres du laboratoire, en hiver, on laisse rentrer l'air froid du dehors, et le refroidissement est plus rapide. On obtient alors des cellules plus grosses, d'aspect complètement différent : les noyaux ont la forme de cirques lunaires comme ceux de la *fig.* 4 de la note précitée.

Quant aux dimensions, elles ont les valeurs suivantes ;

e	λ	$\frac{e}{\lambda}$
1mm,75	7mm,88	0,222
2 ,14	10 ,3	0,208
2 ,50	13 ,3	0,180
2 ,84	13 ,98	0,203

On remarque que les valeurs du rapport $\frac{e}{\lambda}$ sont notablement plus fortes que celles indiquées plus haut :

Par contre, si on couvre la cuvette avec une plaque de verre, et si on refroidit brusquement le bain jusqu'à une température qui ne diffère que de 2 ou 3° de la température de solidification, la couche d'air enfermée dans la cuvette n'a pas le temps de se refroidir beau-

(1) C. DAUZÈRE, *loc. cit.*

coup ; il y a alors entre les deux faces de la couche liquide une faible différence de température. Dans ces conditions, on observe souvent que la solidification commence à la face inférieure par le centre des cellules ; la forme des noyaux est toujours modifiée, et les dimensions transversales des cellules diminuent; par suite le rapport $\frac{e}{\lambda}$ augmente ainsi que le montrent les nombres suivants :

e	λ	$\frac{e}{\lambda}$
2^{mm},07	5^{mm},2	0,398
2 ,14	5 ,87	0,365
4 ,53	5 ,68	0,798
9 ,30	8 ,59	0,924

Il semble donc que les *valeurs du rapport $\frac{e}{\lambda}$ dépendent de la différence de température qui existe entre les deux faces de la couche liquide, au moment où la solidification se produit. Ce rapport augmente lorsque la différence en question diminue.*

La division cellulaire du liquide ne persiste pas également bien pour toutes les substances, après la solidification. Les expériences réussissent bien avec certains mélanges comme la paraffine, la cire, etc. Pour les corps purs, tels que l'acide stéarique, le spermaceti, il ne subsiste après solidification complète presque aucune trace de la division cellulaire, très visible pendant la solidification ; quelquefois seulement de légères dépressions de la surface solidifiée marquent les centres des cellules. Au contraire, l'acide stéarique impur du commerce, le mélange d'acides gras extraits du saindoux, donnent une division cellulaire très nette, bien qu'ils aient une structure cristalline.

A quoi tient cette persistance des cellules pour certains mélanges? Probablement à ce que les courants de convection transportent les parties les moins fusibles sur les parois des cellules, de manière que celles-ci se solidifiant les premières forment des cloisons solides isolant chaque cellule des voisines ; il y aurait donc *séparation des éléments du mélange par les courants de convection.*

Cette séparation me paraît confirmée par les faits suivants :

1° L'aspect des cellules examinées par transparence montre un noyau et des parois opaques, une zone intermédiaire translucide;

2° Certaines des substances essayées noircissent le revêtement en argent de la cuve ; les cellules se dessinent alors sur ce fond, le noircissement étant maximum sur les contours, très faible au centre. Les propriétés chimiques de la matière ne sont donc pas les mêmes sur les bords des cellules où l'argent est attaqué, et dans la partie centrale où il n'y a pas d'attaque ;

3° Dans les mélanges de paraffine ou de cire et de salol, le salol reste en surfusion après la solidification de la paraffine et de la cire. On peut provoquer la cristallisation, du salol surfondu et mesurer la vitesse de cette cristallisation comme je l'ai indiqué [1] ; on observe que la cristallisation progresse plus vite au centre des cellules et sur les bords que dans la zone intermédiaire.

SUR LA FORMULE DE HELMHOLTZ RELATIVE A LA FORCE ÉLECTROMOTRICE D'UNE PILE ;

Par M. Witold BRONIEWSKI.

William Thomson [2] avait admis que toute la chaleur qui est dégagée par la réaction chimique de la pile se transforme en travail. Il détermina ainsi la force électromotrice de la pile par la formule :

$$E = 0{,}0433Q,$$

E étant la force électromotrice en volts, et Q la chaleur de réaction de la pile (gr. cal.) rapportée à un équivalent électrochimique.

Cette formule ne donnait que des résultats approximatifs (Boscha, Edlund, Braun). Tantôt l'énergie transformée en travail était plus petite que celle présumée par la formule et la pile s'échauffait, tantôt plus grande, et la pile se refroidissait alors en puisant le surplus d'énergie de la chaleur ambiante.

Helmholtz [3] modifia la formule précédente en supposant : que l'énergie potentielle chimique se compose de deux parties dont une (libre) peut se transformer en travail, l'autre (dépendante) ne peut se

---

(1) C. Dauzère, *loc. cit.*

(2) Thomson, *Phil. Mag.*, 4e série, t. II, p. 429 ; 1851.

(3) Helmholtz, *Berl. Ber.*, 1882, p. 22 et 825 ; *J. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 396 ; 1884.

transformer qu'en chaleur; que le principe de Carnot est applicable aux piles réversibles, dans lesquelles on ne considère que l'énergie libre.

Helmholtz arrive ainsi à la formule :

$$E = 0{,}0433Q + T\frac{dE}{dT}.$$

où T est la température absolue de la pile.

Si l'on traite la relation algébriquement en admettant que $\frac{dE}{dT}$ peut être aussi bien positif que négatif, la formule de Helmholtz s'accorde bien avec les données expérimentales (Czapski, Gockel, Jahn), mais alors son interprétation physique ne s'accorde plus avec les principes qui ont servi à son établissement.

Ainsi, lorsque le coefficient de température $\frac{dE}{dT}$ est positif, ce qui a souvent eu lieu, l'énergie « libre » transformée en travail est plus grande que l'énergie dégagée par la réaction chimique, alors qu'elle devrait être égale à la différence de celle-ci et de l'énergie « dépendante ».

D'autres piles sont en contradiction avec le principe de Carnot tout en suivant la formule de Helmholtz. La pile de Bugarszky [1], par exemple, fonctionne en donnant naissance à une réaction endothermique. L'énergie est puisée dans la chaleur ambiante qui se transforme ainsi simultanément en travail (3,78 calories par équivalent) et en énergie chimique (1,64 calorie), ce qui n'aurait pas pu avoir lieu si le principe de Carnot était applicable aux piles.

Ces faits m'ont poussé à vérifier l'établissement de la formule de Helmholtz et j'ai pu constater qu'elle pouvait être déduite sous une forme plus générale sans admettre ni l'existence de deux genres d'énergie, ni l'application du principe de Carnot.

La seule hypothèse que nous ferons est la suivante :

Si une pile pouvait fonctionner au zéro absolu, toute son énergie chimique serait transformée en travail, ou autrement dit, nous admettrons que le principe de W. Thomson serait exact au zéro absolu.

---

[1] BUGARSZKY, *Zs. anorg. Chem.*, t. XIV, p. 145; 1897. — La réaction de la pile est $\frac{1}{2}Hg^2Cl^2 + KOH = \frac{1}{2}Hg^2O + KCl$.

Cette hypothèse est, *a priori*, très plausible, car, à la température du zéro absolu les effets parasites (effet Peltier et Thomson) s'annulent et n'auraient pu absorber de l'énergie de la pile ; d'autre part, la pile n'aurait pas pu emprunter de l'énergie aux corps ambiants, ceux-ci ne possédant plus d'énergie calorifique.

La force électromotrice de la pile, déterminée ainsi au zéro absolu, varie avec la température suivant une fonction différente pour chaque pile. Cette fonction peut toujours être exprimée par une formule expérimentale d'un nombre de termes suffisant :

$$(1) \qquad E = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + \dots + a_n T^n$$

T désignant la température absolue et a_0, a_1, ..., a_n des coefficients.

Déterminons ces coefficients.

Si $T = 0$, $E = a_0$, donc, suivant l'hypothèse :

$$(2) \qquad a_0 = 0{,}0433Q.$$

Pour déterminer les autres coefficients, nous allons différencier n fois l'équation (1) :

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{dE}{dT} &= a_1 + 2a_2 T + 3a_3 T^2 + \dots + (n-1)\, a_{n-1} T^{n-2} + n a_n T^{n-1} \\ \frac{d^2E}{dT^2} &= 2a_2 + 3.2a_3 T + \dots + (n-1)(n-2)\, a_{n-1} T^{n-3} + n(n-1)\, a_n T^{n-2} \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \frac{d^{n-1}E}{dT^{n-1}} &= (n-1) \dots 3.2.1 a_{n-1} + n \dots 3.2 a_n T \\ \frac{d^nE}{dT^n} &= n \dots 3.2.1 a_n \end{aligned} \right.$$

Nous avons ainsi n équations qui nous permettent de déterminer la valeur de a_1, a_2, ..., a_n.

En substituant ces valeurs dans la formule (1), nous obtenons l'expression :

$$(4) \qquad E = 0{,}0433Q + T\frac{dE}{dT} - \frac{T^2}{2}\frac{d^2E}{dT^2} + \frac{T^3}{3.2}\frac{d^3E}{dT^3} - \dots \pm \frac{T^n}{n \dots 3.2}\frac{d^nE}{dT^n}$$

Si l'on se borne aux deux premiers termes, les autres étant très petits, on retombe sur la formule de Helmholtz.

L'expression ainsi obtenue est très générale, elle peut s'appliquer à toutes les propriétés physiques ayant une expression commune au zéro absolu. Par exemple la résistance électrique des métaux s'an-

nule pour le zéro absolu et peut s'exprimer pour tous les métaux par la même formule (4), si on y annule le premier terme.

Seulement le premier terme de la formule (4) a une valeur théorique, les autres ne forment qu'une identité avec la formule expérimentale, et on y retrouve ce qu'on a mis par les coefficients expérimentaux.

Aussi notre formule et la formule de Helmholtz ne peuvent servir qu'à vérifier l'hypothèse que nous avons admise, lorsqu'on connaît la variation de la force électromotrice avec la température, mais elles ne permettent pas de déterminer d'avance cette force électromotrice.

La formule que nous venons d'établir conduit pratiquement aux mêmes résultats que la formule de Helmholtz, mais elle a l'avantage d'être plus générale et surtout de se déduire facilement d'une hypothèse qui reste d'accord avec les conséquences physiques qu'on peut tirer de la formule.

INFLUENCE DES TRÈS HAUTES ET DES TRÈS BASSES TEMPÉRATURES SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX [1] ;

Par M. Guido NICCOLAI.

1. Arndtsen [2], Matthiessen et Bose [3] furent les premiers qui étudièrent l'influence de la température sur la conductibilité électrique des métaux. Matthiessen et Bose étendirent leurs recherches à un certain nombre de métaux purs à des températures comprises entre 0° et 100° ; ils calculèrent aussi les coefficients α de température entre ces mêmes limites. Il résulte de leurs expériences que la résistance augmente encore avec la température. Ces auteurs trouvèrent en outre que, comme l'avait déjà observé Arndtsen [4], les valeurs de α pour tous les métaux purs (excepté pour le fer qui a une valeur beaucoup plus élevée) sont comprises entre 0,00403 et 0,00327.

---

[1] Travaux de l'Institut de Physique de Pise (direct. : Battelli).
[2] *Pogg. Ann.*, 1858, CIV, p. 650.
[3] *Pogg. Ann.*, 1862, CXV, p. 355.
[4] *Pogg. Ann.*, 1858, CIV, p. 1.

Clausius[1] observa que la moyenne de toutes ces valeurs (excepté pour le fer) était à peu près égale à 0,00366, c'est-à-dire au nombre même qui exprime le coefficient de dilatation des gaz. Il crut pouvoir conclure que la résistance électrique des métaux purs était proportionnelle à la température absolue.

Clausius remarqua cependant que les données de Matthiessen et de Bose n'étaient pas suffisantes pour en tirer une telle conséquence. En effet, le nombre des métaux étudiés était trop petit, l'intervalle de température utilisé trop restreint, et la concordance dans les résultats trop imparfaite.

2. Plus tard divers expérimentateurs ont repris cette même question en augmentant non seulement le nombre des métaux étudiés, mais en améliorant les conditions expérimentales et en utilisant des intervalles de température plus considérables.

Benoit [2] étudie la variation de la résistance électrique d'un certain nombre de métaux depuis 0° jusqu'à des températures très élevées. Il trouve que la résistance électrique croît quelquefois plus, quelquefois moins que ne le voudrait l'hypothèse émise par Clausius. Benoit a de plus calculé les valeurs des coefficients α et β de la formule

$$R_t = R_0(1 + \alpha t + \beta t^2),$$

avec laquelle il a représenté la variation de la résistance avec la température.

Les valeurs absolues trouvées par cet auteur ne peuvent pas être comparées avec celles d'expérimentateurs plus récents, comme Dewar et Fleming[3], Jager et Diesselhorst[4], à cause de la pureté différente des produits qu'il employa.

D'autres recherches à de hautes températures furent faites par H. Le Chatelier [5] sur le cuivre, le platine et l'argent; par le professeur Batelli [6] sur le nickel; par Morrès[7] sur le fer et par Philip. Harrisson [8] sur le nickel, le fer et le cuivre. Ces expérimentateurs

(1) *Pogg. Ann.*, 1858, CIV, p. 650.
(2) *C. R.*, CXXVI, 1873, p. 342.
(3) *J. de Phys.*, 1894, p. 378; — et *Phil. Mag.*, 1894 (36), p. 271.
(4) *Abh. d. Physikalisch-Technischen Reichsanstalt*, 3, 269; 1900.
(5) *C. R.*, 1890, CXI, p. 454.
(6) *Nuovo Cimento*, 1893, III (34), p. 125.
(7) *Phil. Mag.*, 1897 (44), p. 213.
(8) *Phil. Mag.*, 1902, III, p. 177.

trouvèrent tous que la résistance croît considérablement avec la température.

3. Cailletet et Bouty (1) furent les premiers physiciens qui firent des recherches du même genre sous de basses températures ; ils mesurèrent la résistance électrique spécifique du mercure, de l'argent, de l'antimoine, de l'étain et du cuivre à — 100° environ. Wroblewscki (2), presque au même moment, mesura la résistance du cuivre électrolytique à la température de l'azote et de l'oxygène liquides.

Dewar et Fleming (3) firent ensuite une série d'expériences sur un certain nombre de métaux purs, d'alliages et de corps non métalliques, à six ou sept températures comprises entre +100° et — 167°. Ils obtinrent cette basse température en faisant évaporer de l'oxygène liquide sous des pressions réduites de 25 ou 30 millimètres de mercure.

4. Les résultats des différents expérimentateurs sont très variés, soit parce que les conditions d'expérience ne sont pas les mêmes, soit parce que les études sont faites avec des échantillons différents. Les courbes représentant la résistance électrique spécifique des métaux, dressés à de hautes et à de basses températures par des expérimentateurs divers ne peuvent concorder.

Il manquait donc une étude complète du phénomène, aucun expérimentateur n'ayant fait des recherches allant de températures très basses à des températures très hautes en faisant des déterminations à des intervalles assez rapprochés, pour pouvoir suivre la véritable variation de la résistance.

Le présent mémoire a pour but l'étude de la variation de la résistance électrique spécifique de quelques métaux purs en rapport avec la variation continue de la température.

DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA MÉTHODE.

5. Pour mesurer la résistance électrique des métaux purs et des alliages que j'ai employés, je me suis servi d'un pont de Wheatstone, avec lequel je pouvais atteindre directement et avec une grande précision le millième d'ohm.

(1) *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 419; 1885.
(2) *C. R.*, 1885.
(3) *Loc. cit.*

Les échantillons étudiés étirés en fils d'un diamètre de 1/2 millimètre environ étaient enroulés sur un support isolant qui portait aussi l'appareil destiné à produire l'échauffement.

La *fig.* 1 montre schématiquement comment est constitué ce support. AA' est un tube de verre du diamètre de 5 millimètres, évasé inférieurement de manière à soutenir le petit disque métallique D sur lequel est appuyé un autre disque D_1 de gros carton d'amiante et d'un diamètre un peu plus élevé que le premier.

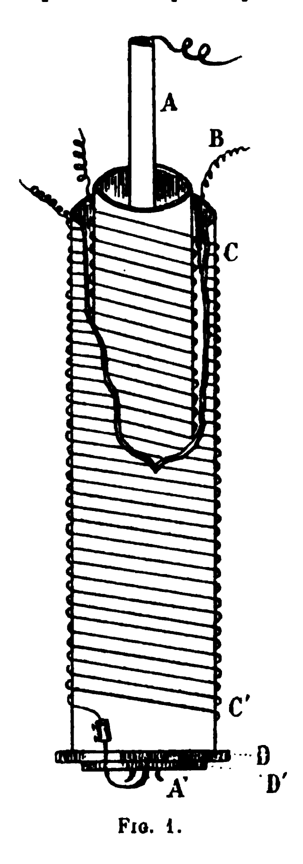


Fig. 1.

Dans le même axe que le tube AA' et appuyé sur le disque d'amiante est un second tube de verre B de 2 centimètres et demi de diamètre. Sur ce tube est enroulée une spirale serrée de fil de fer mince dont les spires sont isolées entre elles au moyen d'un fil d'amiante.

Cette spirale, parcourue par un courant électrique, dont l'intensité est réglée avec un rhéostat, constitue l'appareil échauffant.

Finalement, le fil examiné est enroulé soigneusement en spirale sur le tube de verre CC' long de 17 centimètres et d'un diamètre de 3^cm^,5, recouvert d'un épais carton d'amiante de bonne qualité.

Un fil d'amiante interposé entre les spires les empêche d'entrer en contact à quelque point que ce soit.

Fig. 2.

Le tube de verre AA' (comme on le voit dans la section de la *fig.* 2) passe à travers un bouchon de liège TT qui sert à fermer l'embouchure d'un vase de Dewar D_1D_1. A l'intérieur de ce vase est plongé le support avec le fil examiné.

Le récipient de Dewar, construit en verre d'Iéna, a une forme cylindrique, une profondeur de 22 centimètres et un diamètre de 5 centimètres.

Le bouchon TT, reproduit dans la *fig.* 2, était revêtu d'un assez épais carton d'amiante aussi bien dans sa face inférieure que latéralement, où il venait en contact avec les parois de verre du récipient.

Le bouchon de liège était traversé par le tube de verre AA' et, en outre, par trois autres petits tubes de verre *a*, *b*, *c*, et par un petit tube de quartz. Le tube *a* servait à isoler un des gros conducteurs de cuivre qui aboutissait à une des extrémités du circuit du fil examiné, tandis que l'autre conducteur passait à l'intérieur du tube de verre AA'.

Les deux petits tubes *b* et *c* étaient destinés à isoler les deux conducteurs de la spirale d'échauffement. Le petit tube de quartz *d* servait à isoler les deux couples thermo-électriques dont je me suis servi pour mesurer la température à laquelle je faisais mes déterminations.

Le tout était plongé dans un second vase de Dewar D_2D_2, ordinairement en verre, également de forme cylindrique, aux parois argentées, ayant une profondeur de 35 centimètres et un diamètre de 10 centimètres; l'embouchure de ce second vase de Dewar était fermée par un couvercle de verre EE à doubles parois et ayant au sommet une ouverture (*fig.* 2), à travers laquelle je pouvais faire passer tous les fils nécessaires.

De cette manière j'ai parfaitement pu atteindre mon but, qui était de maintenir pendant assez longtemps toute la masse du fil bien isolée électriquement et à une même température.

En effet, avec un peu d'habitude je suis arrivé à régler l'intensité du courant, qui devait circuler dans le fil de l'appareil d'échauffement, de manière à avoir non seulement une variation de température très lente, mais encore une distribution uniforme dans tout le récipient de Dewar.

Dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire lorsque j'avais la plus grande différence de température entre l'intérieur du vase de Dewar et l'air ambiant, la différence entre la partie la plus élevée et la partie la plus basse du récipient ne dépassait jamais 1°.

J'ai, de plus, veillé à ce qu'il ne se produisît pas de courants thermo-électriques entre l'échantillon étudié et les deux conducteurs qui servaient à le réunir aux bornes du pont de Wheatstone. Car ces courants auraient troublé mes déterminations.

J'ai déterminé la longueur des échantillons étudiés lorsque les fils eux-mêmes étaient tendus sous un effort constant de 1 kilogramme. J'en ai mesuré directement le diamètre sur plusieurs points au moyen

d'une vis de Palmer, pour m'assurer que les fils étaient bien uniformes dans toute leur longueur. J'ai aussi trouvé que le diamètre correspondait au poids spécifique et à la longueur.

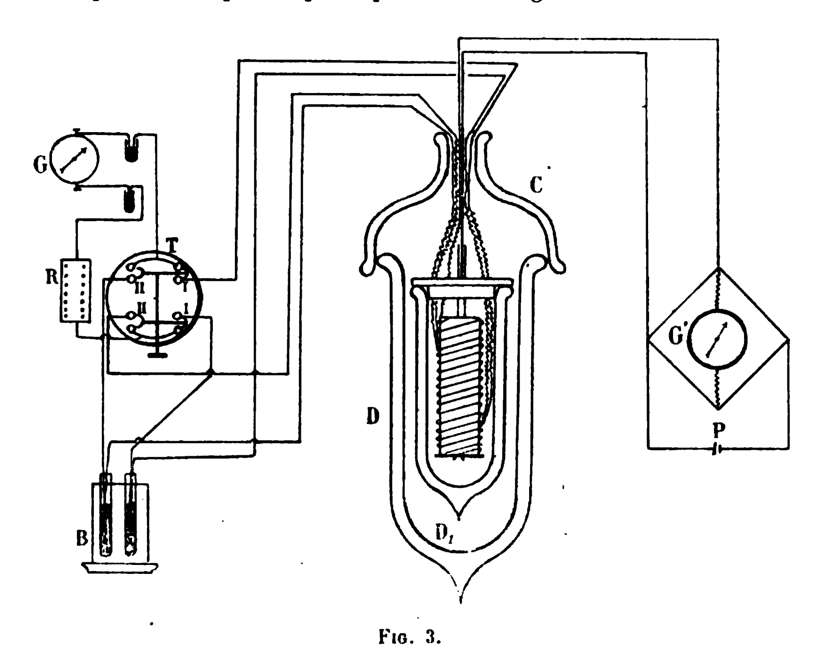


FIG. 3.

La *fig.* 3 donne une représentation schématique de la disposition complète pour les mesures.

MARCHE DES EXPÉRIENCES.

6. Les métaux purs que j'ai étudiés sont : 1° l'aluminium ; 2° l'argent ; 3° le fer ; 4° le magnésium ; 5° le nickel ; 6° l'or ; 7° le plomb ; 8° le platine ; 9° le cuivre. Pour chaque échantillon de fil, on commençait par mesurer la résistance dans l'air à la température ambiante. Ensuite on plaçait le support sur lequel le fil était enroulé à l'intérieur du vase de Dewar, et on élevait très lentement la température jusqu'à 400° en faisant une détermination de 25° en 25°.

Lorsqu'on était arrivé à 400°, en réglant l'intensité du courant dans le circuit de fer, on refroidissait très lentement le fil jusqu'à la température ordinaire. Dans ce cas, on faisait aussi les mesures de résis-

tance tous les 25°. J'ai employé le même procédé pour les basses températures.

RÉSULTATS.

7. Le pont de Wheatstone nous donnait, outre la résistance du fil à étudier, celle aussi des rhéophores qui établissaient la communication entre le fil et le pont. J'ai calculé la résistance de ces rhéophores à chaque lecture.

Dans cette opération, on a tenu compte de la différence de température des rhéophores, une partie se trouvant à la température ambiante et une autre partie approchant beaucoup de la température qu'il y avait à l'intérieur du récipient de Dewar.

Dans le tableau suivant sont inscrites les valeurs trouvées dans une partie d'une expérience. Dans la cinquième colonne on a calculé les valeurs en unités électromagnétiques absolues de l'expression $R \frac{s_0}{l_0} 10^9$ aux différentes températures de l'échantillon d'argent sans que l'on ait tenu compte de la variation des dimensions du fil. Dans la 6e colonne sont inscrites les valeurs réelles des résistances spécifiques, obtenues en calculant pour chaque température les dimensions correspondantes du fil.

Pour faire ces réductions, on s'est servi pour les basses températures (+ 40 — 187) des coefficients de dilatation déterminés par H.-D. Ayres [1] et pour les hautes températures de ceux de Fizeau et de Le Chatelier [2].

Si l'on indique par l_0 et s_0 la longueur et la section du fil mesuré à 0°, par R la résistance en ohm, par α le coefficient de dilatation linéaire du métal dont est constitué le fil, la résistance électrique spécifique σ_t à une température déterminée est :

$$\sigma_t = 10^9 R \frac{s_0}{l_0}$$

ou

$$\sigma_t = 10^9 R \frac{s_0}{l_0} (1 + \alpha t),$$

---

(1) *Physical Review*, 1905, p. 38.
(2) Tableaux de Landolt.

selon que l'on tient compte ou non des variations des dimensions du fil.

Par conséquent, pour obtenir les valeurs de la 6e colonne, il suffit de multiplier les valeurs correspondantes de la 5e par le binôme de dilatation.

Le fil d'argent avait une longueur de $380^{cm},1$ et un diamètre de $0^{cm},46$.

TABLEAU I. — *Argent de Kahlbaum.*

Température lue avec le 1er couple	Température lue avec le 2e couple	Moyenne des températures	Résistance en ohms	$R \frac{s_0}{l_0} 10^9$	Résistance spécifique réelle
12°,0	12°,0	12°,00	0,805	1575	1576
25 ,0	25 ,0	25 ,00	0,845	1753	1654
49 ,8	49 ,8	49 ,80	0,919	1797	1798
74 ,7	74 ,7	74 ,70	0,994	1943	1945
101 ,0	101 ,0	101 ,00	1,074	2100	2104
125 ,0	125 ,1	125 ,05	1,074	2242	2247
150 ,4	150 ,5	150 ,45	1,222	2389	2395
174 ,8	175 ,0	174 ,90	1,224	2530	2538
199 ,9	200 ,1	200 ,00	1,369	2677	2687
225 ,2	225 ,4	225 ,30	1,443	2821	2833
250 ,8	251 ,1	250 ,95	1,515	2962	2976
274 ,2	274 ,6	274 ,40	1,585	3098	3114
300 ,0	300 ,4	300 ,20	1,657	3240	3259
325 ,7	326 ,1	325 ,90	1,719	3381	3402
351 ,2	351 ,7	351 ,45	1,794	3508	3531
375 ,4	376 ,1	375 ,57	1,863	3642	3668
400 ,2	401 ,0	400 ,60	1,829	3771	3200
+ 11 ,0	+ 11 ,0	+ 11 ,00	0,802	1569	1569
+ 0 ,2	+ 0 ,2	+ 0 ,20	0,771	1507	7507
— 25 ,1	— 25 ,1	— 25 ,10	0,691	1351	1350
— 49 ,9	— 49 ,9	— 49 ,90	0,624	1221	1220
— 75 ,7	— 75 ,6	— 75 ,65	0,550	1075	1073
— 100 ,2	— 100 ,1	— 100 ,15	0,468	915	913
— 124 ,8	— 124 ,6	— 124 ,70	0,393	758	655
— 151 ,3	— 151 ,0	— 151 ,15	0,327	641	639
— 175 ,0	— 174 ,6	— 174 ,80	0,254	497	495
— 189 ,0	— 189 ,0	— 189 ,00	0,214	419	417

Comme on le voit, la différence entre la résistance électrique spécifique de notre échantillon d'argent et la valeur $R \frac{s_0}{l_0} 10^9$ est très petite. En effet, dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire à la température de 400°, cette différence est toujours inférieure à 1 0/0.

Nous pouvons, par conséquent, négliger les variations des dimensions du fil.

C'est ainsi que j'ai fait pour tous les autres métaux dont je rapporte les valeurs des résistances à des températures variées.

TABLEAU II. — *Résistances électriques spécifiques en unités électromagnétiques absolues des métaux suivants.*

Températures	Aluminium	Argent	Fer	Magnésium	Nickel	Or	Plomb	Platine	Cuivre
400°	7991	3772	43345	11893	57257	5818	—	25985	4093
375	7638	3642	40583	11285	53390	5561	—	25132	3941
350	7274	3501	37877	10672	49722	5320	—	24254	3797
325	6917	3377	35235	10080	46243	5084	—	23361	3659
300	6559	3240	32781	9536	42729	4853	49932	22490	3512
275	6204	3094	30357	9002	39480	4623	46897	21572	3322
250	5850	2956	28196	8508	36352	4402	43814	20648	3207
225	5518	2819	26000	8031	33337	4178	40953	19753	3045
200	5172	2676	23928	7576	30464	3956	38047	18885	2888
175	4827	2531	21904	7132	27688	3745	35322	17927	2730
150	4496	2385	20012	6735	25025	3529	32617	17032	2565
125	4192	2242	13235	6318	22514	3317	30151	16058	2403
100	3858	2097	16630	5915	20207	3102	27844	15102	2249
75	3562	1946	15022	5507	17946	2891	25686	14121	2083
50	3237	1798	13504	5069	15723	2675	23663	13146	1921
25	2925	1653	12063	4700	13808	2462	22047	12182	1759
9	2618	1505	10681	4312	12005	2245	19803	11193	1577
— 25	2321	1350	9368	3894	10257	2029	17958	10234	1418
— 50	2067	1223	8147	3491	8825	1818	16190	9248	1251
— 75	1782	1079	6973	3105	7352	1607	14372	8207	1057
— 100	1535	916	5929	2643	6049	1400	12610	7212	904
— 125	1282	765	4962	2300	4866	1191	10975	6218	733
— 150	1038	642	3988	1907	3748	992	9253	5200	558
— 175	795	496	3031	1471	2703	795	7624	4192	391
— 189	641	419	2653	1275	2186	688	6648	3580	302

CONCLUSIONS.

8. On peut facilement se convaincre, à l'aide du tableau ci-dessus et mieux encore par les courbes tracées (*fig.* 4), qu'aucun des métaux examinés ne satisfait exactement à l'hypothèse émise par Clausius. Les métaux qui se rapprochent le plus de cette hypothèse sont l'argent, l'or, le platine et le cuivre; tous les autres métaux s'en éloignent considérablement.

On peut diviser les métaux examinés en deux catégories distinctes:

ceux, comme le fer et le nickel, pour lesquels la rapidité de la variation de la résistance croît avec l'augmentation de la température, et ceux au contraire, comme le platine et l'argent, pour lesquels la rapidité diminue quand la température augmente.

Résistance

Fig. 4.

On voit, en examinant les courbes, que si on les plonge au-dessous des plus basses températures dont on s'est servi dans ces recherches, elles tendent à passer par l'origine des coordonnées. Cela démontre que la résistance électrique de ces métaux purs doit, sinon s'annuler complètement à la température du zéro absolu, du moins devenir très petite.

Ainsi pour quelques métaux, comme par exemple le cuivre, il semblerait, d'après les courbes ci-dessus rapportées, que sa résistance s'annule avant d'avoir atteint le zéro absolu. Ce fait avait du reste déjà été observé par Wroblewski (1) avec le cuivre électrolytique, dont il détermina la résistance électrique à de basses températures.

Il faut remarquer la grande augmentation de résistance que subissent tous les métaux avec l'élévation de la température. Ainsi, par exemple, le rapport entre la résistance que présente le nickel à + 400° C. et à — 189° est supérieur à 26. Pour le fer, ce rapport est supérieur à 16, supérieur à 12 pour le cuivre, à 12 pour l'aluminium et à 7 pour le platine, qui est de tous les métaux examinés celui pour lequel ce rapport a la valeur la plus faible.

On voit aussi sur le tableau ci-dessus que, pour quelques métaux les courbes qui donnent la résistance en fonction de la température se coupent. Cela a lieu par exemple pour le cuivre et l'argent, pour

(1) *C. R.*, 1855.

le fer et le nickel, pour l'or et l'aluminium, pour le nickel et le platine et pour le platine et le fer. On remarque que les courbes de l'argent et du cuivre se coupent à une température voisine de — 70° C. à laquelle les deux métaux ont la même résistance électrique.

Au-dessus de cette température, le cuivre a une conductibilité moindre, et au-dessous de cette température, c'est au contraire l'argent qui est le moins conducteur.

A 25° C., le fer a la même conductibilité que le platine ; mais la résistance du fer croît beaucoup plus rapidement avec l'augmentation de la température que la résistance du platine. En effet à + 400°, la résistance du fer est un peu plus de $\frac{5}{3}$ de celle du platine.

Avec des températures inférieures à 25°, c'est, au contraire, le fer qui est un peu plus conducteur.

Le fer et le nickel ont la même conductibilité à environ — 100° C., et au-dessous de cette température le nickel devient meilleur conducteur que le fer, tandis qu'il est beaucoup plus résistant à + 400°.

L'aluminium a une résistance plus forte que l'or tant que la température est supérieure à — 175° C.; à cette température, les deux courbes se coupent.

On peut aussi observer que, si la loi, d'après laquelle a lieu la variation de la résistance du platine, du fer et du nickel, restait la même jusqu'à la température du zéro absolu, la courbe du platine serait de nouveau coupée dans deux points par les courbes du fer et du nickel.

OSMOSE ET TENSION SUPERFICIELLE ;

Par MM. A. BATTELLI et A. STEFANINI.

Dans le fascicule d'avril de ce *Journal*, M. Flusin a publié une note [1], dans laquelle il signale des contradictions relatives à nos travaux sur la pression osmotique et sur la tension superficielle des solutions [2].

La réplique que nous avions l'intention de publier fut commu-

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 291 ; 1908.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 402 ; 1907 ; — t. VII, p. 142 ; 1908.

niquée à M. Flusin ; il n'en persista pas moins dans ses objections.

Nous ne jugeons pas opportun de prolonger cette discussion ; mais nous tenons à déclarer que la relation que nous avons établie entre la tension superficielle ou la tension de vapeur et la pression osmotique n'est applicable qu'au cas où une membrane semi-perméable sépare une solution diluée du solvant pur. La relation est aussi valable si la membrane semi-perméable sépare deux solutions diluées de poids spécifique égal, pourvu que le solvant seul puisse passer à l'état de vapeur. Cela ressort clairement de nos études dans lesquelles, pour arriver au cas idéal des membranes semi-perméables, nous avions aussi examiné ce qui arrive lorsqu'on n'exclut ni la diosmose ni l'imbibition.

Il nous semble qu'avec cette limitation on peut aussi résoudre les objections que M. Flusin déduisit dernièrement des deux nouveaux cas qu'il cite, savoir de l'alcool méthylique et de l'oxyde d'éthyle, qui présentent une osmose différente suivant la membrane qui les sépare, et des solutions de glucose et de salicine, qui, bien qu'étant isosmotiques, ne sont pas isocapillaires.

Dans le premier cas, il ne s'agit pas de solutions, mais de liquides purs et, de plus, tous deux volatils ; dans le second cas, on ne sait pas si les deux solutions, lorsqu'elles sont isosmotiques, ont aussi la même tension de vapeur.

Nous considérons maintenant close la discussion et nous laissons aux lecteurs du *Journal* le soin de juger si les objections de M. Flusin suffisent à infirmer nos déductions.

OSMOSE ET TENSION SUPERFICIELLE

(Réponse à la note précédente de MM. Battelli et Stefanini);

Par M. G. FLUSIN.

J'éprouve quelque gêne à user encore de la bienveillante hospitalité du *Journal de Physique*, pour répondre, aussi brièvement que possible, aux observations précédentes de MM. Battelli et Stefanini. Je pense cependant que l'importance du sujet justifiera, aux yeux du lecteur, une dernière intervention de ma part.

J'ai formulé antérieurement ([1]) un certain nombre d'objections contre la théorie proposée par MM. Battelli et Stefanini et envisagée par moi comme devant rendre compte du cas général de l'osmose de deux liquides quelconques séparés par une membrane quelconque. Je savais que mes savants contradicteurs prétendaient « écarter toute équivoque », en affirmant que leurs considérations n'étaient valables que pour les membranes semi-perméables et les solutions diluées ; mais je crois avoir montré à l'évidence que cette déclaration, purement formelle, laissait subsister en fait une équivoque dangereuse.

J'ai tenu à dissiper définitivement cette équivoque en soulevant des objections sur lesquelles je ne reviendrai pas et à l'ensemble desquelles MM. Battelli et Stefanini opposent uniquement cette fin de non-recevoir, que les cas visés sortent du cadre de la théorie.

J'y consens ; mais ces cas rentrent cependant dans la catégorie des phénomènes osmotiques, dont nous cherchons précisément une explication aussi générale que possible. Nous savons maintenant que cette explication ne nous est pas fournie par la théorie de MM. Battelli et Stefanini ; il m'a paru utile de l'établir nettement.

Nous admettons donc désormais, avec ces auteurs, que la doctrine considérée n'est applicable qu'au cas, très spécial, de membranes semi-perméables et de solutions diluées, de même poids spécifique, dans lesquelles le dissolvant est volatil et la substance dissoute fixe.

Or, le problème, même pour des conditions aussi restrictives, a reçu successivement de MM. Battelli et Stefanini deux solutions qui sont, à mon sens, incompatibles l'une avec l'autre.

En 1907, MM. Battelli et Stefanini ([2]) prétendent que deux dissolutions (de sucre et de mannite) de même tension superficielle, et par suite de même pression osmotique, ne sont pas équimoléculaires et par suite *n'ont pas la même tension de vapeur*. Dans leur esprit, ce résultat auquel ils attribuent une importance capitale est de nature à ruiner la théorie de Van't Hoff et en particulier la relation qui lie la pression osmotique à la tension de vapeur.

En 1908, MM. Battelli et Stefanini ([3]) soutiennent au contraire

---

([1]) *Du rôle chimique de la membrane dans les phénomènes osmotiques*, 1907 (Paris, Gauthier-Villars, p. 9 et 169) ; — *J. de Phys.*, 4e série, VII, p. 291 ; 1908.

([2]) *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 406 ; 1907.

([3]) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, 1908, p. 150, ligne 20, et p. 155, ligne 9.

que deux solutions de même tension superficielle, et par suite de même pression osmotique, *ont forcément la même tension de vapeur.* Ils ajoutent, il est vrai, cette phrase, de sens obscur, qu'en général les solutions n'ont pas besoin d'être équimoléculaires pour être isotoniques. Par ces mots, entendent-ils nier, sans plus, la relation expérimentale qui lie l'abaissement du point de congélation, la diminution de tension de vapeur et la pression osmotique? Je ne crois vraiment pas que telle soit la pensée des auteurs italiens, qui visent vraisemblablement le cas des électrolytes, dans le calcul de la concentration moléculaire desquels il faut faire intervenir le coefficient d'ionisation. Mais alors il est clair que leur doctrine a revêtu, en 1907 et en 1908, deux formes qui sont inconciliables.

Sous sa forme la plus récente, cette doctrine tend, en dernière analyse, à faire entrer les phénomènes de tension superficielle dans le cadre de la théorie moderne des solutions. Ce n'est point une tentative nouvelle; de nombreuses recherches expérimentales entreprises dans cette voie ont échoué jusqu'ici et cet insuccès permet de penser que le matériel expérimental, apporté par MM. Battelli et Stefanini à l'appui de leur thèse, est peut-être insuffisant pour trancher une question aussi grave et aussi controversée.

Je voudrais enfin montrer pourquoi la doctrine en question, même dans les limites de validité que lui assignent ses auteurs, ne me paraît pas correspondre à la réalité des faits. Je résume l'argument expérimental que j'ai déjà présenté à cet égard. Séparons par une membrane de ferrocynanure de cuivre deux solutions diluées, de même concentration moléculaire, de saccharose d'une part, de salicine d'autre part. L'expérience montre que la membrane est imperméable à chacun des corps dissous et que les deux solutions sont en équilibre osmotique. Elles devraient donc aussi avoir une même tension superficielle : or la salicine *abaisse* et le saccharose *élève* la constante capillaire de l'eau.

Cet argument ne constituerait qu'une exception apparente, car *on ne sait pas*, disent MM. Battelli et Stefanini, si les deux solutions (isosmotiques) de saccharose et de salicine ont aussi la même tension de vapeur.

Je ne me souviens pas, en effet, d'avoir vu, dans la littérature physico-chimique, de données tonométriques concernant les solutions de salicine. Mais, en l'absence de pareilles données, le principe même de la méthode inductive m'autorise à affirmer que deux

solutions isosmotiques de saccharose et de salicine sont aussi isotoniques.

En effet, la salicine et le saccharose, dissous dans l'eau, sont tous deux des substances fixes, ne subissant aucun dédoublement, même à l'ébullition. D'ailleurs l'expérience directe a prouvé que, pour ces deux corps, l'abaissement du point de congélation (1) est normal et que la pression osmotique (2) est, elle aussi, normale. J'ai le droit de conclure que deux solutions équimoléculaires de saccharose et de salicine ont la même tension de vapeur, comme elles ont le même point de congélation et la même pression osmotique.

Il me semble donc que mon argument conserve toute sa valeur; je laisserai aussi, de mon côté, aux lecteurs du *Journal de Physique* le soin d'en juger.

3 octobre 1908.

SUR L'ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE;

Par M. H. BUISSON.

Un travail récent intitulé « Action de la lumière sur les faux équilibres électriques » (3), qui a été résumé par l'auteur dans le *Journal de Physique* (4), impose les quelques réflexions qui suivent:

On connaît depuis une vingtaine d'années le phénomène de la déperdition négative sous l'action de la lumière ultra-violette. Il consiste en ce qu'une surface recouverte d'électricité négative perd tout ou partie de cette charge quand elle est éclairée par de la lumière de très courte longueur d'onde. Sauf aux très faibles pressions, les charges suivent les lignes de force du champ et neutralisent les charges positives situées sur les conducteurs voisins. Selon les conditions expérimentales, suivant que c'est l'armature négative ou la positive qui est isolée ou maintenue à un potentiel constant qui peut être celui du sol ou en différer, on a des apparences variées du même phénomène sous forme de charge ou de décharge, positive ou

---

(1) Raoult, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, **28**; 1883.

(2) Naccari, *Nuovo Cimento*, 4e série, **5**, 1887, p. 145 et 146.

(3) Mme H. Baudeuf, *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, t. IV, 6e série; 1908.

(4) *J. de Phys.*, t. VII, 4e série, p. 675; 1908.

négative. On peut aussi maintenir le champ constant et intercaler un galvanomètre qui est parcouru par un courant dont l'intensité est égale au débit d'électricité négative [1].

On est donc très étonné de voir que l'auteur de ce travail considère chacun de ces dispositifs d'expérience comme un phénomène particulier. C'est ainsi qu'il oppose le cas de la déperdition à celui des courants photoélectriques.

L'exemple le plus frappant est le suivant. Si le corps électrisé négativement est d'abord au potentiel du sol, puis isolé, il est bien évident que si sa charge négative l'abandonne, son potentiel va s'élever. La mesure de la variation de ce potentiel est un procédé commode pour l'étude du débit et a été souvent employée dans les différents modes de décharge y compris la déperdition négative. Or l'auteur considère ce résultat comme un phénomène nouveau. Il l'appelle *charge positive* et insiste à plusieurs reprises sur ce qu'il est le premier à l'avoir obtenu. Il lui réserve le nom de phénomène *photo-électrique*. Il l'oppose aux faibles électrisations positives observées par d'autres expérimentateurs (Righi, Lénard); en oubliant que ceux-ci partaient d'un corps primitivement à l'état neutre, tandis que lui-même fait tomber la lumière sur un corps électrisé négativement. Il est évident qu'il y a pour lui confusion entre « charge électrique nulle » et « potentiel zéro ». D'ailleurs cette confusion s'accroît ensuite, quand l'auteur parle de charges positives, signifiant cette fois quantités d'électricité, pour désigner cet accroissement du potentiel.

On trouve dans ce travail d'autres affirmations qui surprennent, telles que celle-ci : La plupart des auteurs n'admettent pas actuellement de différence entre l'action de la lumière ultra-violette et celle des autres causes qui rendent l'air conducteur, rayons X, corps radio-actifs, etc. Or, M^me^ Baudeuf prétend avoir trouvé une différence essentielle. C'est précisément cette *charge positive*, qu'on n'obtiendrait que dans le cas de la lumière. Cependant, tout le monde sait qu'en faisant passer un faisceau de rayons X entre les armatures d'un condensateur, l'une d'elles étant par exemple au potentiel + 200 volts, l'autre au potentiel zéro, si l'on isole cette dernière, on constate que son potentiel s'élève jusqu'à égaler celui de l'armature

(1) On aurait d'ailleurs les mêmes cas avec les autres procédés de décharge continue à travers les gaz.

positive, absolument comme si l'on avait fait tomber sur elle un faisceau ultra-violet. Et, d'autre part, en limitant l'action ionisante à l'intervalle des armatures, celles-ci ne retomberont pas au potentiel zéro, si on coupe la communication avec la source d'électricité. Elles ne retomberaient à zéro que si le faisceau des rayons X agissait dans l'espace compris entre les armatures et le sol, absolument comme dans l'action de la lumière ultra-violette si le faisceau lumineux, se réfléchissant sur la lame négative, allait ensuite agir sur une autre surface, reliée au sol.

L'auteur montre ensuite qu'il y a continuité entre ce phénomène de la charge positive et la déperdition négative, ce qui revient à dire que le potentiel du sol n'intervient pas dans la décharge de deux corps en présence. Et cependant il affirme qu'il y a deux phénomènes différents. C'est ainsi qu'après avoir constaté l'efficacité des seules radiations ultra-violettes, il ajoute : « Ce sont les mêmes radiations auxquelles les auteurs ont attribué la décharge négative, les courants photoélectriques et la diminution de distance explosive. »

La déclaration que : « l'hypothèse du transport des masses positives paraît aussi probable que celle du transport des masses négatives » laisse penser que l'auteur ne tient pas compte d'un certain nombre de résultats aujourd'hui classiques. Il n'a d'ailleurs tenté aucune des expériences également classiques, qui conduisent à ces résultats.

Cette conviction s'accroît quand on voit la démonstration de la nécessité d'un champ électrique pour que la décharge se produise. Comme s'il pouvait y avoir déperdition sans masses électriques et masses électriques sans champ. Et l'auteur reproche aux autres expérimentateurs de n'avoir pas mis en lumière la nécessité de ce champ !

La conclusion surprend. « Pour que la différence des potentiels diminue, il faut que la lumière tombe sur une couche électrique négative. » C'est l'énoncé bien connu, et que reste-t-il alors du nouveau phénomène ?

Dans une seconde partie, l'auteur montre que l'égalité de potentiel ne s'établit pas, que la décharge n'est pas totale, et il introduit la considération des faux équilibres. Je ferai remarquer qu'on peut mesurer les différences apparentes de potentiel au contact entre deux métaux en formant avec ceux-ci un condensateur et éclairant la lame négative : le champ déjà très faible s'annule complètement

et un électromètre donne la différence cherchée. D'autre part, aucun des observateurs qui ont mesuré le débit dans la décharge négative, en fonction de la force électromotrice, n'a constaté qu'il s'annulait pour une valeur non nulle de celle-ci. Enfin je n'ai jamais constaté, et je ne crois pas être le seul, qu'en éclairant avec de la lumière ultra-violette un électroscope chargé négativement, les feuilles d'or ne retombent pas au contact, et pourtant la distance du corps électrisé aux autres surfaces peut être très grande.

On doit donc accepter avec beaucoup de réserves l'intervention des faux équilibres, d'autant plus que l'auteur termine en signalant cette décharge incomplète comme distinguant (en outre de la *charge positive*) la lumière des autres actions ionisantes, alors que jusqu'ici, paraît-il, toutes ces causes étaient regardées comme agissant d'une manière analogue.

SUR L'ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE

(Réponse aux critiques de M. Buisson);

Par Mme H. BAUDEUF, née BAYARD.

Je crois devoir répondre ici aux critiques que m'adresse M. Buisson et qui sont inspirées, je pense, par une lecture un peu trop rapide de mon travail.

Ces critiques sont de deux sortes : les unes me reprochent d'avoir énoncé des faits déjà connus, et par conséquent de ne rien apporter de nouveau ; les autres d'être en désaccord avec d'autres expérimentateurs. En somme, je m'accorde tantôt trop, tantôt pas assez avec mes devanciers.

Pour le premier genre de critique, je ferai remarquer que j'ai averti moi-même que les expériences que je décrivais n'étaient pas toutes absolument nouvelles, et j'ai expliqué pourquoi j'avais dû les reprendre.

Si j'ai cru devoir démontrer à nouveau que la condition nécessaire à la production du phénomène photo-électrique est l'éclairement d'une couche électrique négative, c'est parce que ce fait avait été remis en question par les expériences de MM. Branly et Lenard, d'après

lesquelles la lumière aurait la même action sur une couche électrique positive, et même parfois une action plus marquée encore.

Il me semble qu'après des expériences aussi retentissantes que celles de M. Lenard il devenait nécessaire de refaire à nouveau la démonstration du fait autrefois établi par Hallwachs.

M. Buisson me reproche encore de considérer comme un phénomène nouveau le phénomène de charge positive, alors dit-il, que ce phénomène est employé depuis longtemps pour mesurer le débit; d'autre part, il considère comme peu fondée l'opinion que ce phénomène distingue la lumière ultra-violette des causes ionisantes parce que : *tout le monde sait qu'en faisant passer un faisceau de rayons X entre les armatures d'un condensateur, l'une d'elles étant par exemple au potentiel de + 200 volts, l'autre au potentiel zéro, si on isole cette dernière, on constate que son potentiel s'élève jusqu'à égaler celui de l'armature positive....* »

Je puis répondre à cela que, dans le cas des rayons X, il suffit que la masse d'air ionisée par ces rayons soit en contact, d'une part avec les armatures isolées, d'autre part avec un conducteur quelconque relié au sol, pour que tout se décharge en fort peu de temps. Cela n'a pas lieu dans mes expériences.

Le phénomène que j'obtiens diffère donc de celui-ci par deux caractères :

1° Le potentiel de la plaque isolée *n'égale jamais* celui de l'autre plaque;

2° Entre plusieurs plaques isolées et éclairées, on obtient des phénomènes d'équilibre qui dépendent de la nature des métaux, et de beaucoup d'autres causes dont il serait trop long de reprendre ici l'énumération, mais qui diffèrent très nettement des effets que l'on obtient avec les rayons X.

Il suffit d'un peu d'attention pour voir que les phénomènes de charge que j'ai décrits ne sont pas identiques à ceux que l'on obtient lorsque l'air est rendu conducteur et pour lesquels on fait les mesures de débit dont parle M. Buisson.

Il se plaint aussi de ce que j'ai osé émettre cette idée que, dans mes expériences, l'hypothèse du transport des masses positives paraît aussi probable que celle des masses négatives, ce qui est contraire à *des résultats aujourd'hui classiques*.

Il paraît croire que j'ignore ces résultats.

On ne travaille pas de tels sujets sans avoir lu tout ce qui a été

écrit sur les ions et leurs propriétés ; mais il me semble justement que l'on ne doive pas se laisser trop influencer par des résultats établis pour des faits voisins, peut-être, mais non identiques, et qu'il faut garder toute sa liberté d'examen et de jugement dans chaque cas particulier.

Or, après une étude attentive et approfondie, je n'ai pu trouver, *dans le cas de mes expériences*, aucune preuve réelle d'un transport de masses négatives plutôt que de tout autre mécanisme, et j'ai cru devoir noter ce résultat négatif. M. Buisson critique enfin le rapprochement que j'établis entre le phénomène photo-électrique et les autres phénomènes de faux équilibres :

« Je ferai remarquer, dit-il, qu'on peut mesurer la différence apparente de potentiel au contact de deux métaux en faisant avec ceux-ci un condensateur et en éclairant la lame négative. Le champ déjà faible s'annule complètement et un électromètre donne la différence cherchée. »

Je connaissais depuis longtemps cette expérience instituée par M. Righi ; mais M. Buisson oublie que M. Righi lui-même l'a corrigée et a constaté que cela ne se produisait ainsi que pour de très faibles distances, tandis que, pour des distances appréciables, l'égalité de potentiel ne se produit pas tout à fait. Or, j'ai toujours opéré à de très grandes distances, les potentiels étaient très différents et cela prolonge les célèbres expériences de M. Righi. Va-t-on m'accuser maintenant de m'accorder trop bien avec lui et de ne rien apporter de nouveau ?

« Aucun des observateurs qui ont mesuré le débit en fonction de la force électromotrice, dit encore M. Buisson, n'a constaté qu'il s'annulait pour une valeur non nulle de celui-ci. » Je répondrai à cela qu'il s'agissait alors d'expériences où l'air était rendu conducteur, et par conséquent de cas différents de ceux que j'ai étudiés.

Enfin M. Buisson conclut qu'on ne doit accepter les résultats que j'annonce qu'avec « *beaucoup de réserves* ». Pourquoi ces réserves si je n'apporte aucun résultat nouveau ? si, au contraire, j'en annonce quelques-uns, les expériences sont si simples et demandent si peu de matériel qu'aucun de ceux que ces résultats intéressent ne peut reculer devant leur vérification.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXIII, n° 8; 1907.

M. GILDEMEISTER. — Ueber das Verschwinden der Magnetisierung (Disparition de l'aimantation). — P. 401-414.

L'aimantation du fer doux, dans les champs de moyenne intensité, disparaît rapidement. Au bout de 1/300000 de seconde, elle est réduite à moins de la moitié de son intensité initiale; au bout de 1/150000 de seconde, à moins du dixième et, après 1/50000, elle a complètement disparu.

W. WIEN. — Ueber die absolute von positiven Ionen ausgestrahlte Energie und die Entropie der Spektrallinien (Energie absolue rayonnée par les ions positifs et entropie des lignes spectrales). — P. 415-439.

L'éclat des lignes spectrales déplacées par suite du phénomène de Doppler appliqué aux rayons canaux a été comparé à celui d'un corps noir de température connue. La quantité d'énergie émise par celui-ci est calculée d'après les formules théoriques du rayonnement.

Les précautions nécessaires sont prises pour que les deux rayonnements parcourent le même chemin optique et par suite subissent la même absorption.

On détermine, d'autre part, l'énergie électrique fournie par les rayons-canaux par la différence de potentiel de décharge et la quantité d'électricité transportée, qui se mesurent par les méthodes connues.

Cette méthode a été appliquée à la raie Hβ, ce qui permet d'évaluer l'énergie moyenne qu'un atome d'hydrogène chargé positivement émet pendant l'unité de temps. En admettant que l'amortissement des vibrations ne dépend que du rayonnement, on peut en déduire l'énergie vibratoire de cet atome. De l'amortissement dépend aussi le coefficient d'absorption, si on suppose que les divers centres de vibration ne s'influencent pas mutuellement.

Si on admet que l'émission des lignes spectrales correspond à une température définie, déterminée par la théorie de Planck, que l'émission de la ligne Hβ est un phénomène indépendant et simple, auquel on peut attribuer une température et une entropie déter-

minées et enfin que le nombre des ions est exactement exprimé par l'intensité du courant des rayons canaux, on peut calculer la température d'émission de cette ligne $H\beta$.

On trouve pour cette température (absolue) :

$$T = 4580^\circ.$$

La vitesse moyenne que posséderaient les molécules d'un gaz parfait à cette température, si on leur attribue la masse d'un électron, serait :

$$u = 4{,}61 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

L'énergie cinétique correspondant à cette vitesse qu'acquerrait l'électron par une chute de potentiel de 0,64 volt serait :

$$9{,}24 \cdot 10^{-13} \text{ ergs}.$$

Elle est du même ordre de grandeur que le quantum élémentaire de Planck :

$$4 \cdot 10^{-12} \text{ ergs}.$$

H. HAGA. — Ueber die Polarisation der Röntgenstrahlen und der Sekundärstrahlen (Polarisation des rayons de Röntgen et des rayons secondaires). — P. 439-444.

En employant la méthode photographique, l'auteur a trouvé que les rayons secondaires émis par le charbon, le cuivre, l'aluminium, sont polarisés. Si on reçoit, en effet, ces rayons sur un cône de charbon ou de cuivre, autour duquel se trouve une pellicule sensible formant un cylindre de même axe que le cône, on observe deux maxima et deux minima d'impression, situés à 90° l'un de l'autre.

Les rayons primaires ne sont pas polarisés. Cependant, comme les rayons secondaires et primaires sont de même nature, l'auteur pense démontrer que ces derniers ne peuvent être constitués que par des mouvements transversaux.

H. HAGA. — Ueber einen merkwürdigen Fall von selektiver Absorption bei Röntgenstrahlen (Sur un cas remarquable d'absorption sélective des rayons de Röntgen). — P. 445-447.

Dans l'appareil qui a servi aux expériences précédentes, un faisceau de rayons limité par des diaphragmes traverse une tige de

charbon et un anneau d'ébonite entourant celle-ci. Sur l'épreuve sensible, l'image de l'anneau est plus foncée ou plus claire, suivant que les rayons sont mous ou durs. Ce résultat s'explique par le fait que le charbon est plus transparent par les rayons mous que l'ébonite et moins transparent pour les rayons durs que cette dernière.

R. LADENBURG. — Ueber den Einfluss von Wänden auf die Bewegung einer Kugel in einer reibenden Flüssigkeit (Influence des parois sur le mouvement d'une sphère dans un liquide visqueux). — P. 447-458.

Étude mathématique fondée sur la méthode de Lorentz.

B. LOFFLER. — Wann und auf welchem Wege beeinflussen suspendierte Teilchen Gewicht und Auftrieb einer Flüssigkeit (Dans quelles conditions et par quel mécanisme les particules en suspension dans un liquide influent-elles sur son poids et sur la poussée hydrostatique) ? — P. 517-531.

Les particules en suspension dans un liquide exercent sur le liquide et par suite sur les parois du récipient ou des corps immergés une pression d'autant plus grande qu'une fraction plus grande de leur accélération est absorbée par leur frottement sur le liquide.

Par conséquent, cet effet est maximum quand les particules tombent avec une vitesse constante.

Le poids d'un corps qui tombe varie de même avec l'accélération : le poids apparent est en effet $m\left(g - \frac{d^2z}{dt^2}\right)$· (Cf. Lummer, *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 544.)

Les expériences vérifient la théorie : les variations de la poussée sur une sphère se mouvant dans un liquide se déduisent, d'après la théorie de Kirchhoff, de la forme des lignes de courant.

G. BAKKER. — Theorie der gekrümmten Kapillarschicht (Théorie de la couche capillaire courbe). — P. 532-559.

L'auteur étend au cas d'une couche capillaire courbe la théorie qu'il a établie précédemment (1) pour la couche plane.

Le gradient de la pression hydrostatique normalement à la surface d'un ménisque sphérique est le produit par la courbure de l'écart

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 59, 96, 673; V, 99, 550; VI, 983.

entre la pression réelle et la pression résultant de la loi de Pascal :

$$(1) \qquad \frac{dp_1}{dh} = \frac{2(p_1 - p_2)}{R},$$

p_1 étant la pression normale à la surface, p_2 la pression parallèle, $\frac{2}{R}$ la courbure. Si la surface est plane,

$$R = \infty \qquad \text{et} \qquad \frac{dp_1}{dh} = 0, \qquad \text{d'où} \qquad p_1 = C^{te}.$$

La pression est constante et égale à celle de la vapeur.

En intégrant l'équation (1), on trouve :

$$p_{vap.} - p_{liq.} = \frac{2}{R}\int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh = \frac{2H}{R}.$$

ce qui est l'équation de lord Kelvin, reliant à la constante H de Laplace et à la courbure $\frac{2}{R}$, la différence entre la pression hydrostatique et la pression de vapeur.

La courbe qui figure la relation entre la pression hydrostatique p_1 normale à la surface et l'inverse de la densité en un point de la couche capillaire présente un point d'inflexion.

La courbe ayant pour coordonnées $\frac{p_1 + p_2}{2}$ et l'inverse de la densité au même point $\frac{1}{\rho}$, passe par le point E de l'isotherme théorique, où le potentiel thermodynamique a la même valeur que dans les phases homogènes. En ce point E, l'ordonnée de la courbe est minimum.

Chaque couple de points, pour lesquels le potentiel thermodynamique a la même valeur, correspond, au-dessus du segment rectiligne qui représente l'isotherme réelle, à une goutte liquide : l'état physique à l'intérieur de cette goutte et dans la vapeur qui l'enveloppe est entièrement déterminé par la position de ce couple de points. De même, au-dessous de l'isotherme réelle, chaque couple de ces points correspond à l'isotherme d'une bulle de vapeur.

Si on construit pour chaque feuillet capillaire sphérique, qui entoure, dans le premier cas, la goutte sphérique de liquide, dans le second, la bulle de vapeur sphérique, la courbe qui représente la

moyenne $\frac{p_1 + p_2}{2}$ des pressions maximum et minimum pour un point quelconque du feuillet, en fonction de l'inverse de la densité, les points minimum de ces courbes forment précisément la portion de l'isotherme théorique, correspondant aux états instables.

K. TANGL. — Ueber die Dielektrizitätskonstante der Luft bei hohem Druck (Pouvoir inducteur de l'air sous haute pression). — P. 559-575.

Ce pouvoir inducteur a été mesuré à l'aide d'un appareil de Nernst modifié de manière à le rendre différentiel.

Le coefficient de Clausius-Mossoti $\frac{1}{\sigma}\frac{D-1}{D-2}$ (σ, densité de l'air; D, pouvoir inducteur) décroît légèrement quand la pression augmente. Le quotient $\frac{D-1}{\sigma}$ reste constant jusqu'à 100 atmosphères. Le carré de l'indice de réfraction pour $\lambda = 0^{\mu},546$ est plus grand que le pouvoir inducteur calculé par $\lambda = \infty$, mais la différence est faible.

O. GROTRIAN. — Die magnetische Induktion in Rotationskörpern bei homogenen Felde, behandelt nach einem Näherungsverfahren auf experimentell geometrischer Grundlage (Induction magnétique des corps de révolution dans un champ uniforme: méthode d'approximation fondée sur des considérations expérimentales et géométriques). — P. 575-590.

R. LAEMMEL. — Der Inhalt der Gleichung $pv = RT$ (Signification de l'équation $pv = RT$). — P. 591-593.

H. ERFLE. — Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den Constanten der Dispersionsformel (Calcul du nombre de Loschmidt à partir des constantes de la formule de dispersion). — P. 594-598.

Cl. SCHAEFER et M. LAUGWITZ. — Zur Lambschen Gittertheorie (Sur la théorie des réseaux de Lamb). — P. 599-600.

H. WOMMELSDORF. — Ueber die Abhängigkeit von Polarisatorwiderstand, Scheibendicke und Scheibenabstand der Influenzmaschinen (Relation entre la résistance des inducteurs, l'épaisseur et l'écartement des plateaux dans les machines à influence). — P. 601-608.

Pour chaque valeur de la différence de potentiel de décharge, il existe dans toute machine à influence un écartement des plateaux, une épaisseur de ceux-ci et une résistance des inducteurs, pour lesquels le rendement est maximum. Ces conditions ne sont pas

indépendantes de la différence de potentiel, mais l'écartement et l'épaisseur les plus favorables croissent en général avec ce potentiel; il en est de même, dans les machines à double rotation, de la résistance optimum des inducteurs.

La différence de potentiel et la résistance des inducteurs restant constantes, l'écartement optimum des plateaux croît quand leur épaisseur diminue et l'épaisseur optimum diminue avec l'écartement.

Dans les machines à double rotation, à différence de potentiel constante, la résistance optimum des inducteurs croît quand l'épaisseur des plateaux diminue ainsi que leur écartement.

L'épaisseur et l'écartement les plus favorables des plateaux croissent avec les charges « nuisibles » qui se forment sur les faces postérieures des plateaux. Ils sont plus petits quand les plateaux se trouvent dans un milieu dont la rigidité diélectrique est supérieure à celle de l'air.

H. WOMMELSDORF. — Eine neue Art von influenzmaschinen mit allseits in festes Isolationsmaterial eingebetten Sektoren (Nouveau modèle de machine à influence avec secteurs complètement noyés dans un isolant solide). — P. 609-625.

Les secteurs sont complètement entourés d'ébonite, dans laquelle ils ont été placés avant la vulcanisation. De plus, ils se trouvent alternativement de part et d'autre d'une lame isolante, en ébonite ou en celluloïd, qui empêche la destruction de l'isolant par les décharges entre les bords voisins.

D'après l'auteur, cette disposition augmente beaucoup le rendement des machines, comparées à celles dans lesquelles les secteurs ne sont isolés que par l'air.

J. KOENIGSBERGER et J. DISCH. — Bestimmung der Veränderlichkeit des Koeffizienten der Differentialgleichung von Fourier und experimentelle Anwendung auf Wärmeleitung von Isolatoren (Détermination de la variation du coefficient de l'équation différentielle de Fourier : application aux expériences sur la conduction calorifique dans les isolants). — P. 655-671.

L'équation différentielle de Fourier,

$$\frac{du}{dt} = a^2 \Delta u,$$

qui s'applique à un grand nombre de phénomènes physiques, n'est qu'une expression mathématique approchée de ces phénomènes. On

admet que la fonction inconnue qui représente l'influence des points voisins sur le point voisin se réduit aux deux premiers termes de son développement en série de Taylor. En toute rigueur, a^2 est donc aussi fonction des variables.

Pour déterminer cette fonction, on peut employer une méthode directe ou une méthode indirecte. Celle-ci consiste à déduire la forme de la fonction des valeurs absolues de a^2 déterminées expérimentalement, dans des conditions variées. Elle exige que les erreurs expérimentales soient d'un ordre de grandeur bien inférieur à celui des variations de la grandeur mesurée.

La méthode directe proposée déjà par Fourier a été employée par plusieurs physiciens, mais sans résultat satisfaisant. Elle consiste à déterminer la variable dans un état stationnaire comme fonction de l'une des trois coordonnées seulement (exemple : la méthode de la barre ou du mur pour la conduction calorifique). Les difficultés tiennent d'une part à la mesure exacte de la distance entre les points choisis, d'autre part aux défauts d'homogénéité quand on emploie des corps solides.

On peut les éliminer en faisant deux expériences successives dans lesquelles on renverse le sens du courant calorifique, sans qu'il soit nécessaire que la différence de température conserve la même valeur absolue.

Les auteurs ont appliqué cette méthode à la paraffine et au granit. Le coefficient de température de la conductibilité calorifique de la paraffine est négatif, comme celui des autres isolants cristallisés (— 0,0075) ; le coefficient du granit imbibé d'eau est — 0,0002 entre 10° et 45°.

Ce dernier doit être à peu près le même pour toutes les roches analogues. Si on rapproche cette valeur de celle du gradient de température observé dans les sondages, on peut en conclure que le gradient s'explique, en partie du moins, par la chaleur que dégagent les substances radioactives dans les couches superficielles.

H.-W. SCHMIDT. — Ueber Reflexion und Absorption von β Strahlen (Réflexion et absorption des rayons β). — P. 671-697.

On définit d'ordinaire le coefficient d'absorption ν par la relation :

$$I_d = I_0 e^{-\nu d},$$

I_d étant l'intensité du rayonnement quand il a traversé une lame d'épaisseur d, I_0 son intensité primitive. Mais ce coefficient ne donne une mesure exacte de l'énergie réellement perdue dans la lame que s'il ne se produit aucun rayonnement secondaire.

En supposant que la réflexion se fait dans la masse et moyennant quelques hypothèses simplificatrices, on peut établir les équations différentielles des rayons réfléchis et transmis. Les résultats expérimentaux s'accordent qualitativement avec ceux du calcul.

Le coefficient d'absorption vrai α et le coefficient de réflexion vrai β, définis par ces équations différentielles, paraissent reliés par des lois simples avec le poids atomique A et la densité D de la substance :

$$\frac{100\beta}{AD} = 12{,}4, \qquad \frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A} = 11{,}2.$$

FR. KOLAČEK. — Zur Theorie der elektromagnetischen Gleichungen in bewegten Medien (Contribution à la théorie des équations électromagnétiques dans les milieux en mouvement). — P. 698-718.

A. JOLLOS. — Ueber Hochfrequenzladeng (Charge de haute fréquence). P. 719-738.

Deux circuits comprenant chacun une capacité C_1 C_2, et une self-induction L_1, L_2 sont associés de manière à présenter une partie commune. Sur celle-ci se trouve un exploseur, sur lequel est en dérivation une grande résistance ou une grande self-induction S. Le condensateur C_1 est chargé par une bobine d'induction à travers S et se décharge ensuite par des oscillations très rapides dans le circuit total formé par C_2, L_1, L_2. Si la position des extrémités A et B de la partie commune et l'écartement de l'exploseur sont convenablement réglés, de façon que l'étincelle éclate seulement quand toute la charge de C_1 est passée sur C_2, les oscillations ne peuvent plus revenir vers C_1 et continuent à se produire dans le circuit II formé par C_2 et L_2.

Ce dispositif permet de décharger un condensateur par une étincelle plus courte que celle qui correspondrait à la différence de potentiel des armatures. On obtient ainsi la même charge, la même amplitude de courant et la même énergie, avec une différence de potentiel réduite aux boules de l'exploseur ; cette différence peut être abaissée jusqu'à la moitié de ce qu'elle serait avec une charge lente.

Comparée à cette dernière, la charge de haute fréquence donne un effet total (mesuré par la méthode de Bjerknes), plus grand de 20 0/0 environ, avec une diminution correspondante du décrément logarithmique.

La résistance des étincelles courtes croît avec la longueur, mais assez peu; elle diminue d'une manière notable quand l'intensité du courant augmente.

Lorsque les étincelles sont longues, les courbes de résonance s'écartent de la forme théorique, très probablement par suite du « crachement », c'est-à-dire des décharges en forme d'aigrettes qui se produisent le long de la surface du verre des bouteilles de Leyde.

J. LAUB. — Zur Optik der bewegten Körper (Optique des corps en mouvement). P. 738-745.

L. GEIGER. — Ueber die Begleiterscheinung des inversen longitudinalen Zeemaneffektes (Phénomène accompagnant l'effet longitudinal inverse de Zeeman). — P. 758-794.

Ce phénomène, observé par Macaluso et Corbino, est la rotation très marquée que subit, au voisinage d'une raie d'absorption, le plan de polarisation, quand on observe parallèlement aux lignes de force magnétiques.

L'auteur a étudié expérimentalement cette rotation sur les quatre lignes des séries principales du potassium et du sodium ($n = 3$ et $n = 4$), et la ligne simple $\lambda = 6708$ du lithium. Dans ce dernier cas, le phénomène est symétrique.

D'après les mesures effectuées sur le sodium, la largeur des raies d'absorption et la rotation sont des fonctions linéaires de la densité de la vapeur.

Les résultats vérifient la théorie de Voigt.

M. LAUE. — Die Entropie von partiell kohärenten Strahlenbündeln-Nachtrag (Entropie des faisceaux de rayons imparfaitement cohérents : complément). — P. 795-797.

J. STARK. — Bemerkung zu Hrn. Paschens Mitteilung über den Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen (Remarque sur la note de M. Paschen relative à l'effet Doppler des rayons canal). — P. 798-804.

Le déplacement relatif $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est, d'après M. Paschen, le même pour toutes les lignes de la série de l'hydrogène.

Pour M. Stark, il en est ainsi seulement pour le déplacement extrême : le maximum d'éclat et le point dont le déplacement est minimum, sont au contraire d'autant plus déplacés que la longueur d'onde est plus petite.

M. Stark pense que ce désaccord tient à l'interprétation des clichés, en particulier à ce que le maximum d'opacité ne coïncide pas avec le maximum d'intensité de la lumière. Il se produit, en effet, une diffusion sur les grains du gélatinobromure et une réflexion sur les surfaces de séparation de la gélatine et du verre, du verre et de l'air qui tendent à déplacer ce maximum.

Les maximums doubles observés par M. Paschen peuvent résulter, soit de ce qu'il employait une dispersion plus grande, soit de ce que, dans ses expériences, la chute de potentiel cathodique était toujours inférieure à celle qu'employait M. Stark.

G.-W. BERNDT. — Ueber Stromschwankungen an Gleichstromdynamos (Variations du courant dans les dynamos à courant continu). — P. 805-806.

Ces variations périodiques se traduisent par un son émis par un rhéostat traversé par le courant. Ce son provient probablement des variations de longueur des conducteurs, provoquées par les oscillations de la température, résultant elles-mêmes de celles du courant.

Un pareil son se produit également dans un arc alimenté par le courant de la machine.

K. FUCHS. — Zur Mechanik der Kapillarschicht (Mécanique de la couche capillaire). — P. 807-808.

L. HOLBORN et F. HENNING. — Ueber die spezifische Wärme von Stickstoff, Kohlensäure und Wasserdampf bis 1400° (Chaleur spécifique de l'azote, de l'anhydride carbonique et de la vapeur d'eau jusqu'à 1400°). — P. 809-846.

Ces chaleurs spécifiques ont été mesurées par une méthode de mélange, en principe identique à celle de Regnault, avec quelques

modifications nécessitées par les températures élevées auxquelles on opère. Notamment, pour la vapeur d'eau, le calorimètre à huile est maintenu à une température supérieure à 100°, pour éviter la correction de la chaleur de condensation, dont l'ordre de grandeur serait supérieur à celui de la quantité mesurée :

Azote.................. $C_{0,\theta} = 0{,}2350 + 19 \cdot 10^{-6}\theta$

Anhydride carbonique... $C_{0,\theta} = 0{,}2010 + 742 \cdot 10^{-6}\theta - 18 \cdot 10^{-9}\theta^2$

Vapeur d'eau........... $C_{100,\theta} = 0{,}4669 - 16{,}8 \cdot 10^{-6}\theta + 44 \cdot 10^{-9}\theta^2$

$C_{100,\theta} = 0{,}4344 + 0{,}006925 \cdot 10^{0{,}0007513\theta}$

J. ZENNECK. — Ueber die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie (Propagation des ondes électromagnétiques planes le long d'un plan conducteur : application à la télégraphie sans fil). — P. 846-866.

Les conditions de cette propagation se déduisent des équations de Maxvell.

Le champ électrique, dans l'air et dans le conducteur, est représenté par un vecteur dont l'extrémité décrit une ellipse pendant la durée d'une période. L'excentricité et l'orientation de cette ellipse dépendent de la conductivité du conducteur et de son pouvoir inducteur. L'absorption des ondes dans la direction de la propagation passe par un minimum pour une valeur déterminée de la conductivité. Elle dépend aussi à un égal degré du pouvoir inducteur; elle est d'autant plus grande que ce dernier est plus petit.

La fréquence influe aussi sur l'absorption, d'autant plus que la conductivité est plus forte, surtout quand cette conductivité est inférieure à la valeur qui répond au maximum signalé ci-dessus.

Les ondes qui pénètrent dans le conducteur s'absorbent beaucoup plus rapidement : autant sur 1 centimètre que les ondes propagées dans l'air sur 1 kilomètre.

La différence de phase entre le vecteur électrique et le vecteur magnétique est négligeable, et leur rapport n'est jamais très différent de la vitesse de la lumière.

Il n'est pas absolument hors de doute que ces résultats puissent être appliqués aux ondes de la télégraphie sans fil. Ces ondes ne peuvent être regardées comme planes qu'à une grande distance du transmetteur et la surface de la terre, sur les grandes distances auxquelles on télégraphie actuellement, ne saurait davantage être traitée comme un plan, ni comme un corps homogène.

Sur l'eau ou le sol humide, le champ électrique est, pratiquement, représenté par un vecteur vertical alternatif.

Sur un sol sec, la direction dans laquelle l'amplitude du champ est maximum peut s'écarter notablement de la verticale.

L'absorption par l'eau salée ou l'eau douce est négligeable en pratique ; mais elle peut devenir très importante sur un sol sec. Sur un sol ferme, pas trop sec et aussi sur l'eau douce, les stations puissantes, émettant des ondes de grande longueur, ont un avantage marqué sur les petites.

Sur le sol très sec et sur l'eau de mer, cet avantage disparaît.

L'absorption par l'air est négligeable en pratique.

M. TŒPLER. — Gleitfunken auf sehr dünnen (Glimmer) Platten (Etincelles glissantes sur des lames de mica très minces). — P. 867-875.

La distance à laquelle peut se produire la décharge glissante a deux limites, l'une inférieure, au-dessous de laquelle l'étincelle éclate dans l'air, l'autre, supérieure, au-dessus de laquelle l'étincelle traverse la lame.

La limite inférieure d_{min}, en millimètres, est approximativement donnée par l'équation :

$$d_{min} = 0,1 V,$$

V étant la différence de potentiel en kilovolts, la limite supérieure par :

$$d_{max} = 0,002 V.$$

E. PAULI. — Ueber die Abhängigkeit der Wärmeleitung einiger Gase und Dämpfe von der Temperatur (Variation de la conductibilité calorifique de quelques gaz et vapeurs avec la température). — P. 907-931.

La conductibilité calorifique a été déterminée d'après la vitesse de refroidissement d'un thermomètre environné du gaz ou de la vapeur.

Les coefficients de température trouvés pour l'alcool, l'éther, le sulfure de carbone, l'eau en vapeur, et pour l'ammoniaque, diffèrent peu de ceux qui ont été déterminés par Winkelmann. Celui de l'éthylamine s'écarte peu des nombres trouvés par Höfker et par Henssgen.

La variation rapide de la conductibilité calorifique de ces vapeurs avec la température n'est pas en contradiction avec la théorie qui relie cette conductibilité à la viscosité.

G. BERNDT. — Ueber den Einfluss des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten (Influence du champ magnétique sur la résistance des électrolytes). — P. 932-950.

Il est peu probable, d'après ces expériences, que la résistivité des électrolytes soit modifiée par l'action du champ magnétique ; de même celle du mercure et du bismuth fondu.

Cl. SCHÆFER et M. LAUGWITZ. — Abhängigkeit des Verhaltens Hertzscher Gitter vom Leitvermögen (Relation entre la conductibilité et les propriétés des réseaux de Hertz). — P. 951-957.

Le quotient de l'absorption par la racine carrée de la résistivité du métal, qui doit être constant d'après la théorie de Maxwell, varie effectivement très peu; cette variation peut être attribuée aux erreurs d'expérience.

H. DEMBER. — Versuche über das lichtelektrische Verhalten von Metallen beim Uebergang vom festen in den flüssigen Aggregatzustand (Expériences sur les propriétés photoélectriques des métaux pendant leur passage de l'état solide à l'état liquide). — P. 957-962.

Les propriétés photoélectriques des métaux alcalins, placés dans le vide extrême sont indépendantes de la température, qu'ils soient solides ou fondus.

G. SZIVESSY. — Ueber die Widerstandsänderung von Metalldrähten durch Sauerstoffokklusion (Variation de la résistance des fils métalliques provoquée par l'oxygène occlus). — P. 963-974.

Les fils d'argent et de platine, portés à l'incandescence dans une atmosphère d'oxygène subissent une augmentation de résistivité variable avec les échantillons : elle est de 1/2 0/0 environ pour l'argent, de 2 à 4 0/0 pour le platine. L'or et le palladium ne subissent aucune variation appréciable.

F.-W. ADLER. — Bemerkung zur Abhandlung. Der Inhalt der Gleichung $pv = RT$ (Remarque sur le mémoire : Signification sur l'équation $pv = RT$). — P. 975-978 (1).

L. BAUMGARDT. — Ueber die Möglichkeit einer Nutzanwendung des Wilsoneffektes (Sur une utilisation possible de l'effet Wilson). — P. 986-988.

L'effet Wilson, prévu par la théorie de Lorentz, consiste en ceci que la force électromotrice induite dans un diélectrique est fonction du pouvoir inducteur.

Ce phénomène pourrait être utilisé pour décider si les lignes de force d'un aimant sont entraînées ou non dans la rotation de cet aimant, par l'expérience suivante :

Un aimant, qui ne fait pas partie du circuit électrique, peut tourner autour de son axe : autour de lui est un cylindre creux, en matière isolante, tournant indépendamment de l'aimant. Si la rotation de l'aimant influe sur la différence de potentiel entre les armatures de ce cylindre, c'est que les lignes de force sont entraînées.

M. LAUE. — Die Mitführung des Lichtes durch bewegte Körper nach dem Relativitätsprinzip (Entrainement des ondes lumineuses par la matière en mouvement d'après le principe de relativité). — P. 989-990.

M. LAUE. — Zur Cohnschen Elektrodynamik (Sur l'Electrodynamique de Cohn). — P. 991-993.

G. LIPPMANN. — Ueber die Analogie Zwischen absoluter Temperatur und elektrischen Potential. Erwiderung an F.-W. Adler (Analogie entre la température absolue et le potentiel électrique). — P. 994-996.

La dissymétrie des produits

$$cT, \qquad CV^2,$$

critiquée par M. Adler, n'est qu'apparente : la dissymétrie de P et V^2 étant compensée par celle de c et de C, qui ne sont pas de même nature, quoique tous deux soient appelés capacité.

D'autre part, l'analogie entre les phénomènes thermiques et électriques conduit au principe de la conservation de l'électricité qui joue le rôle du principe de Clausius.

F. PASCHEN. — Erwiderung auf Bemerkungen des Hrn Stark zu meinen Arbeiten über den Dopplereffekt (Réponse aux remarques de M. Stark, sur les mémoires relatifs à l'effet Doppler). — P. 997-1000.

M. LAMOTTE.

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 75.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

N° 1; 1er janvier 1907.

C.-F. LORENTZ. — Ueber Workungen der elektrischen Entladung auf die Acetylenflamme (Les effets de la décharge électrique sur la flamme de l'acétylène). (Note préliminaire.)

La flamme est placée le plus symétriquement possible entre les deux pôles du secondaire d'un transformateur dont le primaire est parcouru par un courant alternatif variable à volonté. A chaque étincelle la longueur de la flamme diminue et son éclat augmente. Cette différence d'éclat croît avec l'intensité du courant jusqu'à une limite correspondant à la production de l'arc. La flamme constitue une résistance électrique analogue à celle de l'arc.

L. PRANDTL. — Neue Untersuchungen über die strömende Bewegung der Gase und Dämpfe (Nouvelles recherches sur l'écoulement des gaz et des vapeurs).

Étude expérimentale des gaz dans des canaux de formes différentes et photographies des ondes produites dans le gaz.

M. WIEN et J. ZENNECK. — Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv (Photographies spectrales au moyen du téléobjectif).

Il sépare même les raies voisines.

N° 2; 15 janvier 1907.

O. LEHMANN. — Ueber flüssige kristalle (Sur les cristaux liquides).

Les cristaux n'ont pas en général l'homogénéité théorique. Pratiquement, un cristal est un corps anisotrope capable, en conservant son anisotropie, de croître dans sa solution sursaturée, dans son liquide, sa vapeur ou une autre variété cristalline, au-dessous des conditions de transformation. Les corps observés par l'auteur sont alors des cristaux.

Pour répondre à la théorie de l'émulsion, l'auteur montre qu'elle n'explique pas les faits suivants : forme polyédrique des cristaux,

leur transparence, leurs propriétés optiques, leur rotation sous l'action de substances étrangères.

Il montre que les résultats ne contredisent pas la théorie des cristaux et sont en accord avec celle de la continuité, émise par Fuchs.

A. SCHUSTER. — Ueber die durch seismische Wellen hervorgerufen Oberflächenbewegüng (Sur le mouvement superficiel causé par les ondes sismiques).

Dans la propagation des ondes sismiques, il faut tenir compte des ondes réfléchies par la surface du sol et les indications du sismographe dépendant des conditions locales.

O. LUMMER. — Bemerkung zu meiner Notiz « Uber die Inversionstemperatur der Luft » (Remarque au sujet de ma note « Sur la température de l'air »).

La concordance entre les résultats obtenus par la Thermodynamique et par l'application de la théorie de Lummer, pour la température d'inversion de l'air, est due à une erreur de calcul.

H. HORT. — Ueber Umwandlungswärmen von Eisen (Sur les chaleurs de transformation du fer).

Quand on dépasse peu à peu l'allongement élastique d'une barre de fer, les molécules se groupent en certains points, l'allongement est irrégulier, puis brusquement il redevient uniforme; la constitution moléculaire a changé, et il s'est produit un phénomène thermique.

W. HORT. — Die Brennstoffökonomie unserer Wärmekraftmaschinen (L'économie de combustible dans nos machines thermiques).

Elle dépend à la fois de l'agent de transformation et du combustible employé.

N° 3; 1er février 1907.

W. COBLENTZ. — Ueber selektive Reflexion und anomale Dispersion (Sur la réflexion sélective et la dispersion anomale).

Vérifications expérimentales de la formule $R = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2}$, R étant le pouvoir réflecteur, n l'indice de réfraction, K le coefficient

d'absorption, faites sur le graphite, le quartz et le carborundum. Le spectre de réflexion du quartz présente vers $12^{\mu},5$ une raie très fine, pouvant servir de source monochromatique.

F. DREPPER. — Uber anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation (Sur la dispersion anomale dans la polarisation rotatoire magnétique).

Communication provisoire dans laquelle l'auteur reprend par une méthode précise, qui sera indiquée plus tard, les travaux de Schmausz sur les solutions alcooliques de fuchsine et d'éosine ; les courbes obtenues contredisent l'existence de la dispersion anomale.

E. BOSE. — Zur Thermodynamik des Entstehens inhomogener Gemische (Sur la thermodynamique de la formation des mélanges hétérogènes).

L'auteur étend aux mélanges hétérogènes la formule de Nernst donnant le dégagement de chaleur produit par un mélange. Dans le cas de deux liquides, on peut en déduire pour chaque température la pression partielle due à la vapeur de chacun dans le mélange. Cette généralisation est vérifiée par l'expérience dans quelques cas particuliers.

C. FREDENHAGEN. — Die Temperatürstrahlung des Ioddampfes (Le rayonnement thermique de la vapeur d'iode).

Le spectre d'émission de la vapeur d'iode se compose de bandes seulement dans le cas où la masse gazeuse n'a pas une température parfaitement homogène; quand les différences de température au sein de la masse diminuent, les bandes spectrales s'effacent, et, pour une température uniforme, le spectre est continu.

L'existence des bandes paraît due à une luminescence causée par ce fait que la vapeur d'iode n'est pas en équilibre en tout point, la polymérisation des molécules variant avec la température.

J.-H. JEANS. — Bemerkungen zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Remarques au sujet d'une nouvelle conséquence de la loi du déplacement de Wien).

K. MARBE. — Erzeugung schwingender Flammen mittels Luftübertragung (Production de flammes vibrantes au moyen de la propagation des vibrations par l'air).

On obtient des flammes très sensibles aux vibrations de l'air en faisant un brûleur à gaz ou à acétylène dont l'extrémité a un diamètre de $0^{mm},5$, la hauteur de la flamme de 40 millimètres environ. La flamme suit les vibrations d'un diapason ou de la voix transmises par l'air sans membrane de Kœnig ; on peut obtenir la forme des vibrations.

PIERLUIGI-PIROTTI. — Selbstätiger Unterbrecher (Interrupteur automatique).

C'est un microphone dont l'auteur réclame la priorité de la découverte.

N° 4 ; 15 février 1907.

J. RUSSNER. — Über die Licht- und Wärmeenergie von Glühlampen (L'énergie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence).

Pour arrêter complètement le rayonnement calorifique, il suffit d'une épaisseur de 20 millimètres d'une solution à 30 0/0 du sulfate double $SO^4(NH^4)^2,SO^4Fe,6H^4O$. Les mesures sont faites dans un calorimètre qu'on entoure ensuite de feuilles d'étain noircies pour mesurer l'énergie totale rayonnée.

	Volts	Amp.	Watts	0/0 de lumière	Energie lumineuse	Eclat en bougies	Energie en watts pour une bougie
Lampe à filament de charbon...	115	0,5	57,5	0,58	0,334	19	0,018
Lampe à filament de charbon...	115	0,9	103,5	0,61	0,6314	32	0,020
Lampe Tantale.	115	0,4	46	2,2	1,012	35	0,029
Lampe Osmium.	65	0,56	36,4	2,3	0,837	24	0,035
Lampe Osram ...	115	0,4	46,	2,46	1,132	34	0,033

Fr. RAESER. — Ueber das Mitschwingen eines tiefen Tones beim Anschlagen eines hohen und mögliche Folgerungen die sich daraùs ergeben (Sur la résonance d'un son grave par un son plus aigu et les conséquences qu'on en peut déduire).

Le phénomène de résonance de Bailly est dû à la table d'harmonie du piano.

J. REIFF. — Eine neüe und handliche Form des Kompressions-Vakuummeters (Une forme nouvelle et commode du manomètre à compression).

N° 5; 1er mars 1907.

H. LORENZ. — Theorie der Kreiselräder auf Grund der Wirbelbewegung (Théorie des roues à palettes basées sur le mouvement tourbillonnaire).

Le mouvement d'un élément du fluide, en se servant de coordonnées cylindriques dont l'axe est l'axe de rotation de la roue, est déterminé par trois vitesses et les trois tourbillons résultants. Les équations générales ainsi obtenues ne sont pas intégrables. Elles le deviennent en admettant qu'il existe un nombre infini de palettes d'épaisseur négligeable; le problème se ramène à deux dimensions. La solution conduit à adopter certaines formes de palettes, différentes suivant l'usage de la roue (turbine à eau ou à vapeur, propulseur, etc.).

G. HERGLOTZ. — Ueber das Benndorfsche Problem der Fortpflantzungs geschwingdigkeit der Erdbebenstrahlen (Sur le problème de Benndorf, à propos de la vitesse de propagation des ondes sismiques).

La solution de Benndorf peut se simplifier, et l'intégrale devient calculable.

F. JUTTNER.— Ueber den Zusammenhang dei thermodynamischen Hypothese von Nernst mit dem Koppschen Gesetz (Sur la relation entre l'hypothèse thermodynamique de Nernst et la loi de Kopp).

L'hypothèse de Nernst est en réalité triple, et la loi de Kopp ne dérive que d'une des parties; il suffit d'admettre que la limite de $\frac{dA'}{dT'}$ pour $T' = o$ est fine, A étant l'énergie utilisable.

O. SACKUR. — Bemerkung zu vorstehender Abandlung von F. Jüttner (Remarque à propos de la note précédente de F. Jüttner).

A. BERNINI. — Ueber die spezifische Wärme des Calciums und des Litiums (Sur la chaleur spécifique du calcium et du lithium).

L'auteur a employé le calorimètre de Bunsen en évitant toute oxydation.

Températures		0 à 19°,3	0 — 78°	0 — 100°	0 — 157°
Chaleur spécifique	Li.	0,8366	0,9875	1,0925	1,3215
	Ca.	0,1453	0,147	0,49	0,1521

Ces résultats et ceux déjà parus montrent que la chaleur spécifique croît quand la température s'élève. d'autant plus vite que le poids atomique est plus faible.

K. VON WESENDONK. — Ueber Entropie bei Körpern deren Teile nicht im relativen Gleichgewichtszustande befindlich sind (Sur l'entropie des corps dont les différentes parties ne sont pas en équilibre relatif).

Elle peut se définir et se calculer d'après la définition de Planck, tirée de la théorie cinétique, mais on peut aussi la calculer d'après la définition $\int \frac{dq}{T}$.

N° 6; 15 mars 1907.

J. FARKAS. — Ueber das Postulat der Relativeität (Sur le postulat de la relativité).

J. KUNZ. — Lösung des Theoremes von Poincaré-Lorentz mit Hilfe des Greenschen satzes (Solution du problème de Poincaré-Lorentz au moyen du théorème de Green).

Il s'étend à l'Électrodynamique au moyen d'une hypothèse simple.

R. v. WESENDONK. — Eiige Bemerkungen zu Hern Boltzmanns Theorie der zusammenstöle assigemeinster Art (Quelques remarques à propos de la théorie de M. Boltzmann sur les chocs de l'espèce la plus générale).

Additions à quelques points du livre de Boltzmann.

M. REINGANUM. — Die Temperaturstrahlung des Ioddampfes (Le rayonnement thermique de la vapeur d'iode).

Critique des expériences de Fredenhagen.

N° 7 ; 1er avril 1907.

C. DEGUISNE et R. MARBE. — Analogie zwischen Wechselströmen und Schallschwingungen (Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores).

Dans un appareil mesurant la fréquence des courants alternatifs, si on lance deux courants de fréquence différente n_1 et n_2, la languette ayant comme fréquence $\frac{n_1 + n_2}{2}$ entre en résonance. Les résonnateurs acoustiques n'ont pas cette propriété ; mais le dispositif de Marbe montre que le milieu transmet réellement le son résultant de deux sons de hauteurs différentes.

H. HAPPEL. — Ueber das Gesetz der korrespondierenden Grenzkurve, insbesondere über das Verhalten zweiatomiger Stoffe (Sur la loi des courbes limites correspondantes et en particulier celles des substances diatomiques).

Les substances dont les molécules ont le même nombre d'atomes suivent bien la loi; elles la suivent d'autant moins bien que la molécule est plus complexe.

Th. KARMAN. — Ueber stationäre Wellen in Gasstrahlen (Sur les ondes stationnaires dans les courants gazeux).

Démonstration mathématique de l'existence de ces ondes stationnaires quand la vitesse moyenne du courant gazeux est supérieure à la vitesse du son.

R.-T. FISCHER. — Vorschläge zur Hochschulausbildung der Lehramtskandidaten fur Physik (Propositions pour la création de hautes écoles destinées aux candidats à l'enseignement de la physique).

N° 8; 15 avril 1907.

E. HOPPE. — Zum Gedächtnis Leonhard Eulers (A la mémoire de Léonard Euler).

J. STARK. — Latente Fluoreszenz und optische Sensibilisation (La fluorescence latente et la sensibilisation optique).

La fluorescence latente est due à la molécule isolée. On la montre avec des plaques au bromure sensibilisées par la substance étudiée et exposées à la lumière inactive sur le bromure.

J. STARK et R. MEYER. — Beobachtungen über die Fluoreszenz von Benzolderivaten (Observations sur la fluorescence des dérivés du benzène).

Tous les dérivés du benzène sont fluorescents ; le spectre de fluorescence se déplace vers les grandes longueurs d'onde quand le nombre des noyaux benzéniques ou des substitutions augmente. Les exceptions présentées par le fluoresne et la fluorescéine sont dues à des tautoméries.

L. BAUMGARDT. — Ueber eine Wechselwirkung zwischen der Erde einem Pendel (Sur une action réciproque entre la Terre et un pendule).

Un pendule formé par une bobine conductrice oscille à la surface de la terre. Il est le siège de deux f. é. m. provenant l'un de son mouvement dans le champ terrestre, l'autre de la variation du champ dans le plan d'oscillation. Il en résulte pour la terre et le pendule des pertes de force vive transformées en chaleur par effet Joule.

L'auteur fait le calcul de chaque partie pour une bobine déterminée sous une latitude de 50°.

W. VOEGE. — Ueber die Licht- und Wärmeenergie von Glühlampen (Sur l'énergie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence).

Critique des travaux de Russner ; les nombres donnés définissent mal la lampe au point de vue éclairage.

E. WAETZMANN. — Zur Helmholtzschen Resonanztheorie (Sur la théorie de la résonance de Helmholtz).

Un grand nombre de faits conduisent à admettre, contrairement à l'hypothèse de Helmholtz, que les fibres radiales de l'oreille, fonctionnant comme résonnateurs, sont d'autant mieux accordées et par suite ont un domaine de résonance d'autant plus étroit qu'elles correspondent à des sons plus aigus.

P. et T. EHRENFEST. — Ueber zwei bekannte Einwände gegen das Boltzmannsche H.-Theorem (Sur deux objections connues contre le théorème H. de Boltzmann).

Ces deux objections seraient valables si l'on attribuait à la proposition de Boltzmann le caractère d'une certitude absolue; mais la conclusion du théorème n'est que le résultat d'un calcul de probabilités et n'est exacte aussi qu'avec une certaine probabilité. L'auteur montre qu'une variation quasi périodique de la fonction H est parfaitement compatible avec la conclusion du théorème.

R. v. MISES. — Ueber die H. Lorenzsche theorie der Kreiselräder (Sur la théorie des roues à palettes de H. Lorentz).

L'auteur relève dans les démonstrations de Lorenz deux erreurs qui rendent peu probables les résultats obtenus ; on ne pourrait d'ailleurs les utiliser pratiquement qu'en tenant compte de la viscosité et du frottement interne de l'eau.

N° 10 ; 15 mai 1907.

W.-P. WHITE. — Die Konstanz der Thermoelcmente (La constance des éléments thermoélectriques).

La principale source d'erreur dans l'emploi des éléments thermoélectriques est l'hétérogénéité. La force électromotrice $\int \theta dH$ due au manque d'homogénéité se montre indépendante de la répartition des températures le long du fil. L'auteur décrit un appareil permettant facilement l'étude des fils qu'on veut employer. On évite l'hété-

rogénéité chimique en faisant usage de fils Pt, Cu, ou constantan. L'influence de l'hétérogénéité physique (variation de dureté) est considérable; on la détruit en recuisant les fils de Pt et en trempant fortement ceux de constantan. Il faut encore enlever l'oxyde qui se forme sur Cu ou le constantan et enfermer Pt dans de la porcelaine. Avec ces précautions on atteint une grande sensibilité. Avec les éléments au platine, on peut mesurer une température de 1.000° à $\frac{1}{20}$ de degré; avec ceux au constantan, l'erreur est inférieure à $\frac{2}{1000}$ de degré jusqu'à 40°.

A. WIGAND. — Gültigkeitsbedingungen des Gesetzes von Dulong und Petit (Conditions de validité de la loi de Dulong et Petit).

Cette loi est générale en considérant la chaleur specifique à volume constant, dans un intervalle de température variable avec chaque corps, mais dans lequel elle est à peu près constante.

E. WAETZMANN. — Objective Kombinationstöne an der singenden Bogenlampe (Combinaison objective des sons dans l'arc chantant).

E. BOSE. — Ueber die physikalischen Eigenschaften von Emulsionen, insbesondere über deren Beziehung zu den kristallinischen Flüssigkeiten (Sur les propriétés physiques des émulsions et en particulier sur leurs relations avec les liquides cristallisés).

Pour deux liquides imparfaitement miscibles, l'étude de la vitesse d'écoulement des solutions mutuelles saturées et du mélange critique montre qu'il existe, pour les émulsions, des phénomènes analogues aux variations brusques de viscosité et de densité pendant le passage des liquides cristallisés aux liquides isotropes.

E. BOSE. — Ueber die Ermittelung der Partialtensionen binärer Gemische aus Messungen der Totaltensionen und der einen Partialtension aus Messungen der anderen (Sur la recherche, dans un mélange binaire, des pressions partielles à partir de mesures de la pression totale, et d'une pression partielle à partir de mesures de l'autre).

Les pressions partielles dans un mélange binaire sont reliées par l'équation de Duhem-Margules et parfaitement déterminées. On

peut les calculer par une méthode d'approximations successives, que justifie la concordance avec les résultats expérimentaux.

N° 12; 15 juin 1907.

C. FREDENHAGEN. — Ueber die Emissionsursache der Bunsen flammen spektren (Sur la cause de l'émission spectrale des flammes Bunsen).

Les spectres obtenus en plaçant des sels métalliques dans la flamme d'un Bunsen ne sont pas dus à une émission thermique des particules métalliques libres, mais à une luminescence accompagnant l'oxydation du métal soit dans le cône intérieur pour les métaux très oxydables, soit dans le cône extérieur pour les autres.

C. FREDENHAGEN. — Ueber reine Temperaturstrahlung und die Anwendbarkeit des Kerchhoffschen Gesetzes (Sur le rayonnement purement thermique et l'applicabilité de la loi de Kirchhoff).

L'auteur défend ses expériences contre les critiques de Reinganum en rectifiant quelques expressions de son précédent article, puis il montre que la loi de Kirchhoff ne peut s'appliquer au cas de la vapeur d'iode. Celle-ci donne, à basse température, des spectres d'absorption et d'émission discontinus et qui se correspondent, et dont l'origine se trouve dans la dissociation et la reformation des molécules d'iode, il y a luminescence; mais le rayonnement et l'absorption purement thermiques sont continus.

K. MARBE. — Ueber electrische erzeugte Flammenbewegungen (Sur des mouvements de flammes produits électriquement).

Certaines flammes prennent des mouvements déterminés quand on les place à une coupure d'un circuit dans lequel on lance ou on supprime un courant continu, ou alternatif; au voisinage de la coupure de l'appareil Tesla, entre les bornes du secondaire d'un transformateur quand on interrompt le primaire.

M. Th. EDELMANN. — Ueber das System der gekreuzten Magnete und seine Verwendung (Sur le système des aimants croisés et son emploi).

R. PUCHS. — Ueber flüssige Kristalle (Sur les cristaux liquides).

A. KURTH. — Ueber die neueren Methoden der Härteuntersuchungen (Sur les méthodes récentes dans les recherches sur la dureté).

N° 13; 1er juillet 1907.

C. ROHLOFF et SHINJO. — Ueber die Grenze zwischen demifesten und dem flüssigen Zustand bei Gelatinelösungen (Sur la limite entre les états solide et liquide dans les solutions de gélatine).

L'auteur signale une contradiction dans les articles de Lehmann. Les solutions aqueuses de gélatine possèdent vers 8° une élasticité remarquable qui croît vite quand la concentration croît à partir de 0,18 0/0; au-dessous de cette limite, l'élasticité n'est plus mesurable.

M. LAUE. — Der Einflusz der Dispersion und selektiven Absorption auf die Beugung periodischer Wellen (Influence de la dispersion et de l'absorption sélective sur la courbure d'ondes périodiques).

On peut justifier l'équation différentielle de la propagation sans recourir à la considération des électrons dans les corps solides.

E. GRIMSEHL. — Eine eigentümliche Erscheinung be der Beitrachtung eines Objektes durch einen eugen Spalt (Un phénomène caractéristique dans l'observation d'un objet à travers une fente étroite).

On regarde une croix à travers une fente parallèle à l'une des branches. Quand on se rapproche peu à peu, on ne voit d'abord que la branche perpendiculaire à la fente, puis les deux et enfin la branche parallèle seule.

M. SEDDIG. — Einfache Methode die Schwingungsformen einer Luftsäule zu demonstrieren (Méthode simple pour montrer les formes des vibrations d'une colonne d'air).

Elle est basée sur l'emploi des flammes manométriques.

M. Th. EDELMANN. — Beobachtungen über die Schwingungsdauer des Grundtones und des ersten Obertones von Stimmgabeln (Observations sur la période du son fondamental et du premier harmonique dans les diapasons).

K. v. WESENDONK. — Ueber den Zusammenklang zweier einfacher Töne (Sur la consonance de deux sons simples).

Examen de quelques cas de consonance et de dissonance.

A. Sève.

ERRATUM

Page 796, ligne 21.

Au lieu de : $m - n < \delta$ ($\delta \pm 10$),

Lire : $m - n \pm \delta$ ($\delta < 10$).

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME VII

DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME VII DE LA 4e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et Pesanteur.

Physique moléculaire.

Chaleur et Thermodynamique. — Physico-chimie.

Physico-chimie.

Acoustique.

Optique.

Radiations.

Électricité et Magnétisme.

Magnétisme. Électromagnétisme.

site d'aimantation à saturation du fer et du nickel, VII, 581. — *Wilson*. Effets de la self-induction sur un cylindre de fer, VII, 705. — *Mallik*. Induction magnétique dans les sphéroïdes, VII, 810. — *Russell*. Superposition de vibrations mécaniques et d'oscillations électriques à l'aimantation, VII, 810. — *Grotrian*. Induction magnétique, VII, 962. — *Gildemeister*. Disparition de l'aimantation, VII, 958. — *Edelmann*. Aimants croisés, VII, 982. — *Wedekind*. Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques, VII, 731. — *Pascal*. Recherches magnétochimiques, VII, 921.

Effet du magnétisme. — *Honda* et *Tareda*. Changement des constantes élastiques par aimantation, VII, 549. Effet de la tension élastique sur l'aimantation, VII, 799.

Electromagnétisme. Electrodynamique. — *Levi Cavita*. Mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures, VII, 495. — *Bucherer*. Explication de l'électromagnétisme, VII, 653. — *Nichols*. Force électromotrice produite par la force centrifuge, VII, 658. — *Pagnini*. Actions électrodynamiques, VII, 665. — *Stormer*. Trajectoire d'un corpuscule électrisé dans un champ magnétique, VII, 899. — *Kolacek*. Théorie des équations électromagnétiques dans les milieux en mouvement, VII, 965. — *Laue*. Electrodynamique de Cohn, VII, 971. — *Ehrenfest*. Translation des électrons déformables, VII, 401. — *Pellat*. Variation de la masse des électrons, VII, 570. — *Kunz*. Solution du problème de Poincaré-Lorentz au moyen du théorème de Green, VII, 977.

Induction. — *Battelli*. Résistance électrique des solénoïdes pour les courants de haute fréquence, VII, 62. — *Szavassi*. Induction unipolaire, VII, 400. — *Roussel*. Courants d'induction de courants circulaires cylindriques et en hélice, VII, 559. — *Lyle*. Diagrammes indicateurs de transformateurs, VII, 560.
La Rosa. Condensateur dans la bobine d'induction, VII, 662. — *Prola*. Phénomène de Wehnelt, VII, 663. — *Ries*. Interrupteur automatique, VII, 735.

Mesures.

Mesures électriques. — *Lohmann*. Production et mesure des tensions élevées, VII, 84. — *Malclés*. Electromètre à quadrants, VII, 219. — *Schmidt*. Etalonnage et emploi des électromètres à feuilles, VII, 537. — *Kurz*. Electromètre à feuilles, VII, 642. — *Fischer*. Electromètre astatique, VII, 642. — *Paschen*. Electromètre sensible, VII, 649. — *Benischke*. Voltmètres électrostatiques, VII, 650. — *Taylor Jones*. Electromètre à courtes périodes, VII, 804.
Wertheim-Salomonson. Mesure de courants alternatifs faibles, VII, 648. — *Edelmann*. Petit galvanomètre à corde avec enregistrement photographique, VII, 557.
Athanasiadis. Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et par le téléphone, VII, 412. — *Campbell*. Mesure des inductances mutuelles, VII, 811.

Mesures absolues. — *Jaeger*. Etalons électriques, VII, 640.

Électrotechnique. Applications.

Electrotechnique. — *Einthoven*. Enregistrement des bruits du cœur de l'homme à l'aide du galvanomètre à corde, VII, 317. — *Dunoyer*. Compas électro-

Electro-optique et Ionisation.

Radio-activité.

Ionisation des gaz.

Météorologie et Physique cosmique.

Histoire de la physique.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME VII. — DÉCEMBRE 1908

(*Clos le 15 Novembre.*)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
97, BOULEVARD ARAGO (14e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations, annonces, etc.) doit être adressé à M. **Sandoz**, boulevard Arago, 97, à Paris, 14e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, 97, boulevard Arago, à Paris, 14e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

DÉCEMBRE 1908.

(*Voir* la suite à la page 2.)